

Dipolarisierungsfronten in der Plasmaschicht des nahen Erdmagnetschweifs

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation

von Dennis Frühauff

aus Wildeshausen

eingereicht am: 12.07.2017

Disputation am: 16.10.2017

1. Referent: Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier

2. Referentin: Priv.-Doz. Dr. Rumi Nakamura

Druckjahr: 2017

Vorveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen:

Frühauff, D., Glassmeier, K.-H., 2016, Statistical analysis of magnetotail fast flows and related magnetic disturbances, *Annales Geophysicae*, 34, 399–409

Goetz, C., Koenders, C., Hansen, K. C., Burch, J., Carr, C., Eriksson, A., **Frühauff, D.**, Güttler, C., Henri, P., Nilsson, H., Richter, I., Rubin, M., Sierks, H., Tsurutani, B., Volwerk, M., Glassmeier, K. H., 2016, Structure and evolution of the diamagnetic cavity at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, S459–S467

Frühauff, D., Plaschke, F., Glassmeier, K.-H., 2017, Spin axis offset calibration on themis using mirror modes, *Annales Geophysicae*, 35, 117–121

Frühauff, D., Mieth, J. Z. D., Glassmeier, K.-H., 2017, Average plasma sheet polytropic index as observed by THEMIS, *Annales Geophysicae*, 35, 253–262

Plaschke, F., Goetz, C., Volwerk, M., Richter, I., **Frühauff, D.**, Narita, Y., Glassmeier, K.-H., 2017, Fluxgate magnetometer offsets vector determination by the 3D mirror mode method, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, 675–684

Frühauff, D., Glassmeier, K.-H., 2017, The plasma sheet as natural symmetry plane for dipolarization fronts in the Earth's magnetotail, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, t.b.a.

Tagungsbeiträge:

AGU (American Geophysical Union) Fall Meeting 2015, Dezember 2015, San Francisco, Kalifornien, USA, Flow channel dynamics in the Magnetotail – Simulations and multi-spacecraft analyses from THEMIS observations, Poster

THEMIS Post-AGU Science Working Team Meeting, Dezember 2015, San Francisco, Kalifornien, USA, THEMIS FGM Status Update, Vortrag

AGU (American Geophysical Union) Fall Meeting 2016, Dezember 2016, San Francisco, Kalifornien, USA, Towards a qualitative understanding of Dipolarization Fronts – MHD simulations and THEMIS observations, Poster

THEMIS Post-AGU Science Working Team Meeting, Dezember 2016, San Francisco, Kalifornien, USA, THEMIS FGM Status Update, Vortrag

EGU (European Geophysical Union) General Assembly 2017, April 2017, Wien, Österreich, Average plasma sheet polytropic index as observed by THEMIS, Vortrag

Inhaltsverzeichnis

Vorveröffentlichungen der Dissertation	3
Kurzzusammenfassung	7
1 Motivation	9
2 Der Magnetschweif der Erde	13
2.1 Erforschung der Erdmagnetosphäre und des Schweifs	13
2.2 Räumliche Struktur des Magnetschweifs	16
2.3 Transiente Prozesse und dynamische Phänomene	20
2.4 Koordinatensysteme	26
3 Experimente und Beobachtungen	31
3.1 THEMIS und ARTEMIS	31
3.2 Offset-Kalibrierung von Magnetometern auf spinstabilisierten Satel- liten	36
3.3 Unterstützende Beobachtungen	46
4 Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes	51
4.1 Dipolarisierungsfronten	51
4.2 Flux Ropes	56
4.3 Auswahlkriterien für Dipolarisierungsfronten	59
5 MHD-Simulationen mit PLUTO	65
5.1 Einfaches Gleichgewichtsmodell der Plasmaschicht	67
5.2 Gültigkeit des Harris-Modells im erdmagnetischen Schweif	73
5.3 Eigenschaften der Simulationsbox und Initialisierung der Störungen	75
5.4 Eigenschaften simulierter Dipolarisierungsfronten	77
6 Beobachtungen von Dipolarisierungsfronten	91
6.1 Einzelfallanalyse: 21. März 2008	91
6.2 Einzelfallanalyse: 24. Mai 2011	102
6.3 Superposition der Feld- und Plasmaprofile	106
6.4 Über die Symmetrieebene von Dipolarisierungsfronten	109
6.5 Symmetrie und Asymmetrie der B_z -Signaturen	114

7	Formulierung eines simulationsempirischen Modells	119
7.1	Über das Alter von Dipolarisierungsfronten	120
7.2	Über die Ursprungsdistanz von Dipolarisierungsfronten	124
8	Zusammenfassung und Ausblick	131
	Literaturverzeichnis	137
	Veröffentlichungen	151

Kurzzusammenfassung

Die Plasmaschicht des Erdmagnetosphärenschweif beherbergt eine Vielzahl transienter Plasmaphänomene, die von Satelliten beobachtet werden können. Als Folge von rekonnektiven Prozessen in der mittleren und erdfernen Neutralschicht propagieren Plasmablasen und Fast Flows in Richtung Erde, vor denen sich sogenannte Dipolarisierungsfronten ausbilden. Sie kennzeichnen sich vor allem durch bipolare Signaturen in der Z-Komponente des Magnetfeldes.

Diese Arbeit vereint zwei Handlungsstränge miteinander: Auf der einen Seite dient die Multi-Satellitenmission THEMIS, die seit 2007 in einem quasi-äquatorialen Orbit um die Erde ist, als Grundlage für die statistische Analyse einer Vielzahl von Beobachtungen von Dipolarisierungsfronten in der Plasmaschicht. Gleichzeitig dient ein eingeschränktes MHD-Modell einer Harris-Schicht im Simulationscode PLUTO dazu, die grundlegenden Eigenschaften von Dipolarisierungsfronten zu reproduzieren und zusätzliche, bisher nicht beobachtete Charakteristika abzuleiten. Nach der Validierung der Simulationen anhand der bekannten Eigenschaften werden neue Erkenntnisse bezüglich dieser Strukturen mit Hilfe der Satellitenbeobachtungen abgeglichen.

Mit Hilfe einer Superpositionsanalyse werden mittlere Plasmaprofile von Dipolarisierungsfronten berechnet, die die Ergebnisse früherer Studien in ihrer Qualität übertreffen. Die Daten von Simulationen und Satellitenbeobachtungen zeigen, dass die Symmetrieebene von im Erdmagnetschweif propagierenden Dipolarisierungsfronten durch die Neutralschicht gebildet wird. Dieser Befund wird durch die statistische Analyse von Flächennormalen, Plasmasignaturen abseits der Symmetrieebene und durch die Modellierung der Deformation einer solchen Front gestützt. Gleichzeitig legen die Ergebnisse zur Asymmetrie der magnetischen Profile und die der Superpositionsanalyse eine enge Verwandtschaft zwischen Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes nahe.

Über die Formulierung eines simulationsempirischen Modells können die Satellitenbeobachtungen derart analysiert werden, dass Rückschlüsse auf das Alter der beobachteten Dipolarisierungsfronten und ihren Herkunftsort möglich sind. Als obere Abschätzung liegt die Lebenszeit dieser Strukturen zum Zeitpunkt der Beobachtung bei 1160 s. Ihr Ursprungsort liegt dadurch mit hoher Wahrscheinlichkeit in einer Distanz von bis zu $60 R_E$ hinter der Erde.

1 Motivation

Der Magnetschweif der Erde und die ihn umgebende Magnetosphäre zählen zu den meist studierten Regionen des Labors Weltraumplasma. Eine Vielzahl von Satellitenmissionen haben es sich seit Beginn des Weltraumzeitalters in den 1960er Jahren zur Aufgabe gemacht, die unterschiedlichen Plasmaregionen zu durchfliegen und den Zoo von Phänomenen zu untersuchen, deren Nachwirkungen bis hinunter auf die Erde zu spüren sind. Heutzutage sind es vor allem Multi-Satellitenmissionen, die die Magnetosphäre rund um die Uhr beobachten, darunter Missionen wie Cluster, MMS und THEMIS. Diese Schar von Raumfahrzeugen produziert inzwischen so große Datenmengen, dass die wissenschaftliche Gemeinschaft noch für viele Jahre mit den Auswertungen beschäftigt sein wird.

Die ursprüngliche Idee dieser Arbeit basierte auf dem Wunsch, die Beobachtungen der Fünf-Satelliten-Mission THEMIS (Kapitel 3) im Erdmagnetschweif effektiver zu nutzen. Unter Zuhilfenahme der gleichzeitigen Messungen auf mehreren Satelliten können zeitliche und räumliche Variationen voneinander getrennt werden. Im Prinzip, so die Idee, liefern dadurch Beobachtungen eines Phänomens, das zwei Satelliten nacheinander passiert, Informationen über das Propagationsmedium, ganz im Sinne einer *Black Box*, einer Analogie aus der Systemtheorie. Im Zuge einer Rückwärtsrechnung sind so grundsätzlich sogar Aussagen zur Herkunft einer solchen Struktur möglich. THEMIS, als Mission mit quasi-äquatorialen Orbits, mit häufigen Durchflügen der Plasmaschicht im Schweif und mit einer entsprechenden Multi-Satelliten-Konstellation stellt sich für diese Anwendung als ein idealer Kandidat dar.

Es zeigte sich schnell, dass die starke Dynamik des Schweifs und der darin liegenden Plasmaschicht keine Verallgemeinerung dieser Idee zulässt und der Ansatz nur in Spezialfällen zufriedenstellende Ergebnisse liefern kann. Aus diesem scheinbar ernüchternden Befund erwuchs jedoch schnell die Erkenntnis, dass die großen Datenmengen, die von THEMIS generiert werden, ein eben solches statistisches Potential beherbergen, das bisher nur selten in vollem Umfang ausgenutzt wird. Neben der Überprüfung üblicher plasmaphysikalischer Annahmen, wie der Zustandsgleichung und dem Adiabatenkoeffizienten (Frühauff et al. 2017a), lassen die durchgehenden Beobachtungen der erdmagnetosphärischen Plasmaregionen durch THEMIS und den anderen Satellitenmissionen die Identifikation einer Vielzahl transienter Phänomene zu, deren statistische Eigenschaften tiefe Einblicke in die Natur ihrer Prozesse liefern können, darunter *Fast Flows* (Frühauff und Glassmeier 2016) und Dipolarisierungsfronten, auf denen das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt. Sie kennzeichnen sich durch deutliche bipolare Signaturen in Magnetfeldbeobachtungen, die sich vor Strukturen ausbilden, die durch die Plas-

maschicht des Schweifs propagieren (Kapitel 4) und sind so häufig, dass andere Studien Ereignislisten mit mehreren tausend Kandidaten generieren konnten (Liu et al. 2013). Natürlich ist die Anzahl der identifizierten Ereignisse stark mit der Wahl geeigneter Auswahlkriterien verknüpft; ein Umstand der im Verlauf dieser Arbeit konkret diskutiert werden soll. Wie sich zeigen wird, kann die statistische Untersuchung solcher Ereignislisten tiefe Einblicke in die Eigenschaften von propagierenden Strukturen im Allgemeinen und Dipolarisierungsfronten im Speziellen liefern (Kapitel 6).

Die Statistik als einer von zwei wichtigen Stützpfeilern dieser Arbeit basiert auf der Verfügbarkeit von vertrauenswürdigen Beobachtungen durch die Satelliteninstrumente. Speziell die Kalibrierung der Daten der fünf Magnetometer der THEMIS-Mission nimmt einen großen Teilbereich des praktischen Arbeitsaufwandes in dieser Arbeit ein (Kapitel 3). Neben der Durchführung der laufenden Kalibrierung der Instrumente lieferte wiederum die Statistik eine neue und zusätzliche Methode zur Nullpunktbestimmung von Magnetometern auf Satelliten, bei denen die üblichen Vorgehensweisen nicht angewandt werden können (Plaschke und Narita 2016, Frühauff et al. 2017b, Plaschke et al. 2017). Im Rahmen dieser Arbeit wurden nahezu alle notwendigen Schritte der Magnetometerkalibrierung am Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik der Technischen Universität Braunschweig durchgeführt oder neu implementiert um die zukünftigen Arbeitsabläufe zu vereinfachen und gleichzeitig die Verfügbarkeit der bestmöglichen Magnetfeldbeobachtungen für die wissenschaftlichen Analysen zu gewährleisten.

Zwar bietet die Vielzahl von Satellitenbeobachtungen auch vielfältige Möglichkeiten für die späteren Untersuchungen, gleichzeitig ist es jedoch schwierig, ein Phänomen zu charakterisieren, für das es keine Erwartungshaltung gibt. Natürlich haben viele Studien sich mit dem Phänomen der Dipolarisierungsfronten befasst und ihre charakteristischen Eigenschaften beschrieben, allein der Vergleich mit bestehender Literatur ist jedoch nur selten ausreichend um neue und verlässliche Erkenntnisse zu gewinnen. Aus diesem Grund wird der zweite Stützpfeiler dieser Arbeit von (einfachen) magnetohydrodynamischen Simulationen durch den Simulationscode PLUTO gebildet. Ziel dieser Simulationen ist es, ein grundlegendes Verständnis von Dipolarisierungsfronten aufzubauen und ihre Eigenschaften im Hinblick auf bisher nicht beobachtete Phänomene mit den Satellitenereignissen im Erdmagnetschweif zu vergleichen.

Intuitiv ist man an diesem Punkt geneigt, auf realistische, globale Simulationen der Erdmagnetosphäre zurückzugreifen, wie sie beispielsweise am *Community Coordinated Modeling Center* der NASA durchgeführt werden. Ein solches Vorgehen birgt jedoch den Nachteil einer so hohen Komplexität, dass unter Umständen die Ursachen der verschiedenen Effekte, ganz ähnlich wie in realen Satellitenbeobachtungen, nicht mehr voneinander getrennt werden können. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit auf die Anwendung eines sehr eingeschränkten Modells Wert gelegt. Dieses Modell versucht in der Repräsentation der Plasmaschicht des Erdmagnetschweifs nur die nötigsten Komponenten zu berücksichtigen. Aufgrund der magnetohydrodynamischen Natur dieses Modells werden daher auch die Größen- und Längenskalen der simulierten Strukturen nicht unbedingt mit den realen Beobachtungen übereinstimmen. Eine umfangreiche Qualifikation der

Simulationen und den verschiedenen virtuellen Plasmaprofilen lässt jedoch trotzdem den Schluss zu, dass die Eigenschaften der simulierten Phänomene denen von Dipolarisierungsfronten im Erdmagnetschweif sehr nahe kommen (Kapitel 5). Dieser Teil der vorliegenden Arbeit verfolgt daher einen vor allem ingenieurwissenschaftlichen Ansatz: Das (Simulations)Modell wird so angepasst, dass es die realen Beobachtungen wiedergeben kann. Unter diesen Umständen können mit Hilfe der Simulationen zusätzliche Eigenschaften von Dipolarisierungsfronten abgeleitet werden. Eben diese neu gewonnenen Erkenntnisse können anschließend mit Hilfe der Satellitenbeobachtungen validiert werden. Da einzelne Satellitenmessungen den Raum nur sehr spärlich abdecken, hilft auch hier die statistische Betrachtung von vielen Ereignissen (Kapitel 6). Neben der Bestätigung bereits bekannter Eigenschaften stellt sich heraus, dass Dipolarisierungsfronten eine konkrete Symmetrieebene aufweisen, die es ermöglicht, reale Satellitenbeobachtungen relativ zur Struktur zu lokalisieren und ein Koordinatensystem einzuführen, dass die intrinsischen Eigenschaften dieser Phänomene widerspiegelt. Gleichzeitig zeigt sich, dass *Flux Ropes*, Schweifphänomene, die in der Regel separat betrachtet werden, eine hohe Ähnlichkeit zu Dipolarisierungsfronten aufweisen und möglicherweise in enger Verwandtschaft zu ihnen stehen.

In einem letzten Schritt können Simulationen und Statistik, die beiden Standbeine dieser Arbeit, dazu genutzt werden, etwas über die Lebensdauer und Herkunft von Dipolarisierungsfronten auszusagen. Limitiert durch die Einschränkung des verwendeten Simulationsmodells, sind die Ergebnisse naturgemäß mit einer hohen Unsicherheit behaftet, widersprechen jedoch nicht den gängigen Abschätzungen für die Entstehungsorte von propagierenden Plasmastrukturen im Erdmagnetschweif (Kapitel 7). Dieser Schritt schließt damit die Brücke zur ursprünglichen Idee dieser Arbeit, wie sie anfangs skizziert wurde.

Zunächst wird Kapitel 2 den Magnetschweif der Erde, seine räumliche Struktur und die Vielzahl der vorkommenden transienten Phänomene kurz skizzieren. Kapitel 3 führt anschließend in die Beobachtungsgrundlage THEMIS und einige ausgewählte Abschnitte zur Magnetometerkalibrierung ein. Außerdem werden dort die unterstützenden Beobachtungen, etwa die des Sonnenwindes, beschrieben. Die Dipolarisierungsfronten und ihre Eigenschaften werden in Kapitel 4 vorgestellt. Dort werden auch die speziellen Auswahlkriterien diskutiert, die die Grundlage der Statistik in dieser Arbeit bilden. Als Vergleichsdatenbank werden die Ergebnisse von Liu et al. (2013) herangezogen. Im Anschluss werden die magnetohydrodynamischen Simulationen mit PLUTO in Kapitel 5 beschrieben, die bereits bekannten Eigenschaften anhand der Simulationen validiert und Vermutungen über zusätzliche Befunde diskutiert. Kapitel 6 beginnt mit der Vorstellung zweier Satellitenbeobachtungen von Dipolarisierungsfronten und arbeitet ihre besonderen Merkmale heraus. Im Anschluss werden die statistischen Eigenschaften abgeleitet und mit den Ergebnissen von Liu et al. (2013) verglichen. Danach wird ein besonderes Augenmerk auf die Bestimmung der Symmetrieebene von Dipolarisierungsfronten geworfen. Die Zusammenführung von Simulationen und Satellitenbeobachtungen folgt in Kapitel 7. Anhand der Simulationsergebnisse wird ein empirisches Modell formuliert, das (obere) Abschätzungen zu Alter und Herkunft der beobachteten realen Beobachtungen zulässt. Zuletzt fasst Kapitel 8 die Ergebnisse zusammen und bewertet sie im Kontext dieser Arbeit.

2 Der Magnetschweif der Erde

2.1 Erforschung der Erdmagnetosphäre und des Schweifs

Verglichen mit vielen anderen theoretischen und vor allem experimentellen physikalischen Disziplinen ist die der Magnetosphärenphysik eine ausgesprochen junge. Zwar sind Zeichnungen von beispielsweise Polarlichtern schon weit vor der christlichen Zeitrechnung angefertigt worden, die fundierte Untersuchung dieser Phänomene war jedoch bis weit in das 20. Jahrhundert nur sehr eingeschränkt möglich. Es sollte bis in das 19. Jahrhundert dauern, bis die Aurora mit dem Erdmagnetfeld und der Sonnenaktivität in Verbindung gebracht wurde, und weit bis in das 20. Jahrhundert, bis die Existenz eines erdmagnetischen Schweifs postuliert werden konnte (Stern (1989) und Stern (1996); geschichtlicher Überblick).

Notwendig für diese Schlussfolgerungen war zunächst vor allem William Gilberts Vermutung, es handle sich bei der Erde um einen großen Magneten (Gilbert 1958). Obwohl Kompassse schon seit einigen Jahrhunderten zur Navigation auf See benutzt wurden, bedurfte es erst seines Modells eines Kugelmagneten, um die Dipolkonfiguration der Erde als Ursache für das Magnetfeld zu identifizieren. Im Laufe des darauffolgenden Jahrhunderts bemerkten Gellibrand und Graham, dass dieses Feld nicht konstant zu sein schien und sowohl langsamen Variationen als auch schnelleren Störungen unterliegt. Graham vermutete, dass auch externe Quellen für diese Störungen infrage kommen könnten. Der Begriff des „magnetischen Sturms“, ein starkes Ausschlagen der Kompassnadel, wurde zu dieser Zeit geprägt.

Während die Studien bis dato sich vor allem auf qualitative Beobachtungen stützten, bedeutete die Entwicklung des Spiegelmagnetometers durch Charles Coulomb 1777 einen klaren Aufschwung in der angewandten Vermessung der Magnetfelder. Ab 1820 sorgten die Arbeiten von Oersted, Ampère und Faraday durch die Gesetze des Elektromagnetismus und der Induktion für die theoretische Grundlage kommender Generationen. Wesentlichen Einfluss auf die gesamte Entwicklung dieses Feldes hatte schließlich Carl-Friedrich Gauß im Jahr 1839, als es ihm gelang, das Erdmagnetfeld als Reihenentwicklung eines Skalarpotentials durch Kugelflächenfunktionen darzustellen (Gauss 1877, Glassmeier und Tsurutani 2014). Seine Berechnungen zeigten, dass etwa 99% des Feldes im Innern der Erde generiert werden. Er schlussfolgerte daraus, dass das verbleibende Feld von *außen* kommen musste – zu dieser Zeit wusste jedoch noch niemand, woher genau.

Einige bemerkenswerte Beobachtungen machte Heinrich Schwabe bis 1852, als er feststellte, dass Sonnenflecken und die Aktivität der Polarlichter miteinander korreliert zu sein schienen und Periodizitäten aufwiesen. Diese Entdeckung und die Beobachtung des größten aufgezeichneten Sonnensturms durch Carrington im Jahre 1859 bedeuteten die erstmalige Verknüpfung der magnetischen Phänomene von Erde und Sonne. Bei der Beobachtungen von Sonnenflecken bemerkte Carrington plötzlich einen hell leuchtenden Blitz¹, der nur wenige Minuten andauerte. Etwa 17 Stunden später traf ein magnetischer Sturm auf die Erde, der zu vielerlei Ausfällen in Telegrafmasten und Stromleitungen führen sollte. Seine Beobachtung legte nahe, dass dieser Sturm mit durchschnittlich fast 2500 km/s in Richtung Erde unterwegs gewesen sein musste.

Die nächsten großen Schritte in Richtung Magnetosphärenphysik wurden durch Kristian Birkeland und Henri Poincaré unternommen. Birkeland postulierte 1896 einen von der Sonne ausgehenden Elektronenstrahl, der mit einer Periode von 27 Tagen auf die Erde trifft und, als elektrischer Strom, magnetische Störungen und die Aurora verursacht. Diese Idee wurde durch Poincarés Beobachtungen gestützt, dass bewegte geladene Teilchen entlang von Magnetfeldern geführt werden und somit in Richtung der Polarlichtzone abgelenkt würden. Die Idee des magnetischen Spiegels entsteht (Stern 1989).

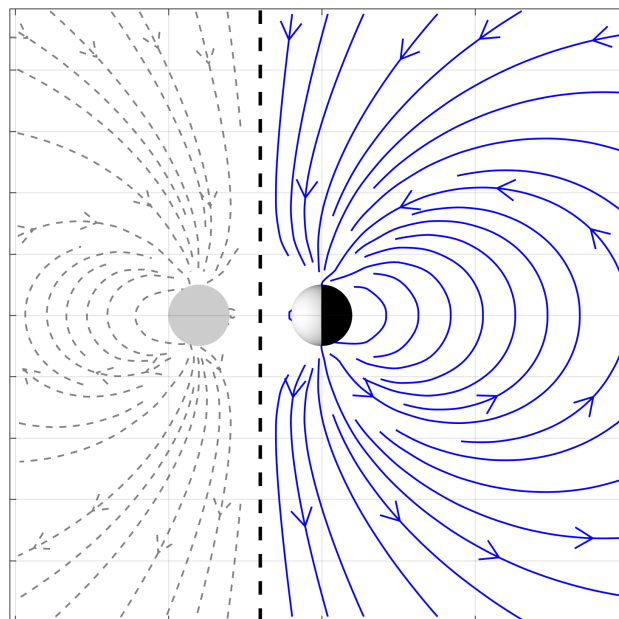


Abbildung 2.1: Das von Chapman postulierte Modell der Magnetosphäre während eines Sturms. Eine von links kommende Plasmawolke komprimiert das Dipolfeld so wie es ein gedachter Spiegeldipol tun würde. Zwischen den beiden Regionen bildet sich eine Stromschicht aus, der Chapman-Ferraro-Strom (Chapman und Ferraro 1930).

¹Heute kennen wir diese Blitze als solare Flares.

Es dauerte noch einige Jahre bis Chapman und Lindemann bemerkten, dass ein solcher Elektronenstrahl aufgrund der elektrostatischen Abstoßung auf dem Weg zur Erde divergieren müsste. Sie nahmen daher vielmehr an, dass es sich um eine Art Wolke aus ionisierten Teilchen handelt, die von außen betrachtet neutral ist. Da eine solche (Plasma-)Wolke ein guter elektrischer Leiter sein musste, würden durch induzierte Ströme ebenfalls Störungen im Magnetfeld hervorgerufen. Im Jahr 1930 entwickeln sie ein Modell für das erdmagnetische Dipolfeld während eines solchen magnetischen Sturms (Abbildung 2.1). Eine eintreffende Plasma-wolke komprimiert das Dipolfeld auf der Tagseite und erzeugt eine Stromschicht vor der Erde, die als Grenzregion zwischen zwei Dipolfeldern angesehen werden kann (Chapman und Ferraro 1930). Da das ankommende Plasma vor der Erde stagnieren muss, krümmt sich diese Fläche an den Seiten um die Erde und erzeugt eine magnetische Kavität (engl.: *cavity*²).

Nach Kometenbeobachtungen durch Biermann leitete Eugene Parker 1958 ein Modell ab, dass einen konstanten „Wind“ vorhersagt, der von der Sonne radial ausströmt (Biermann 1951, Parker 1958). Es sei folglich davon auszugehen, dass die von Chapman und Ferraro vorhergesagte Kavität zu allen Zeiten besteht. Der Beweis für die dauerhafte Existenz dieser „Magnetosphäre“ und des Sonnenwindes wird schließlich durch die Daten der Explorer-10-Mission (NASA) erbracht (Gold 1959). Es sind letztlich diese Beobachtungen, die den Grundstein für die Magnetosphärenphysik als eigenständiges Forschungsfeld legen (Stern 1989).

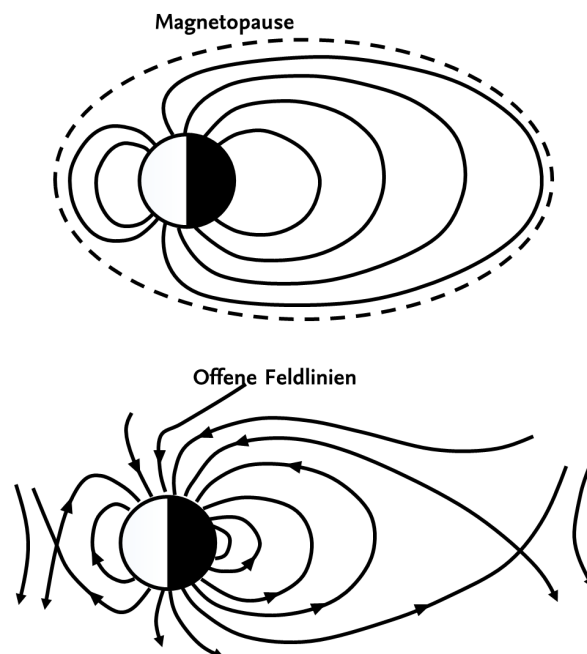


Abbildung 2.2: Die beiden Modelle einer geschlossenen Magnetosphäre (oben) und einer Magnetosphäre mit offenen Feldlinien (unten) wie sie von Johnson und Dungey vorgeschlagen wurden (Johnson 1960).

²Im Gegensatz zur Kavität an Kometen ist das von Chapman und Ferraro (1930) beschriebene Phänomen keine feldfreie Region, sondern bezeichnet den Ort, in den das anströmende Plasma nicht eindringen kann

Auch zu dieser Zeit war der Magnetschweif noch nicht Teil der derzeitigen Forschungen. Vor allem beschäftigte zunächst die Frage, ob die Magnetosphäre eine offene oder geschlossene Konfiguration aufweist. Als mögliche Erklärungen wurden im Wesentlichen zwei Modelle vorgeschlagen: 1961 postulierte Johnson eine Magnetosphäre, die im Mittel als geschlossen betrachtet werden konnte, im Sinne einer echten Kavität, wie bereits von Chapman vorgeschlagen (Johnson 1960). Gleichzeitig entwickelte Dungey ein Modell, dass von einer großen Anzahl offener Feldlinien durchzogen war (Dungey 1961). Diese sogenannten „re-konnektierten“ Feldlinien waren mit dem Magnetfeld des Sonnenwindes verbunden und ermöglichten das Eindringen des Sonnenwindplasmas in die Erdmagnetosphäre. Die Idee der Rekonnexion wurde erst kurz zuvor von Sweet entwickelt (Sweet 1958) und später durch Dungey, Petschek und Parker weiterverfolgt (Dungey 1963, Parker 1963, Petschek 1964). Die beiden konkurrierenden Modelle sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

Mit den ersten Passagen durch die Nachtseite der Magnetosphäre durch Explorer-10, der Bestätigung der Positionen der Magnetopause durch Explorer-2 1962 und Durchflügen der Bugstoßwelle vor der Erde durch IMP-1 formte sich allmählich ein globales Bild der Magnetopause, geprägt von großskaligen Konvektionsbewegungen, die durch Rekonnexion an der Tagseite in Gang gesetzt und sich im Laufe des Prozesses auch im Magnetschweif fortpflanzten. Wesentlichen Beitrag an der Entwicklung dieser Modelle hatten vor allem Axford (Axford et al. 1965) und Dessler (Dessler und Juday 1965). Mit ihren Studien begann auch die explizite Exploration und Modellierung des Erdmagnetschweifs. Während Dessler und Juday von zwei Bündeln (den sogenannten „Lobes“) magnetischen Flusses mit entgegengerichtetem Feld hinter der Erde ausgingen, erweiterte Axford diese Idee um eine dazwischenliegende Neutralschicht und dem darin liegenden großskaligen Stromsystem. Seine Modellvorstellung konnte letztlich von der IMP-1-Mission bestätigt werden.

Der Etablierung der allgemeinen Struktur der Magnetosphäre folgten in den nächsten Jahren vor allem Untersuchungen zu Stürmen und Teilstürmen und ihrer Ursache. Die Vorschläge von Coroniti und Kennel (1972) und das Plasmoid-Modell von Hones (1977) begründen im Wesentlichen das Verständnis der Gleichgewichts- und Dynamikvorgänge in der Magnetosphäre und im Magnetschweif, wie es auch heute noch als aktuell angesehen werden darf.

2.2 Räumliche Struktur des Magnetschweifs

Die Beschreibung der globalen Struktur des Erdmagnetschweifs geht mit einer groben Skizzierung der gesamten Magnetosphäre einher. Der von Parker (1958) modellierte Sonnenwind strömt radial von der Sonne aus in Richtung Erde und trifft auf das magnetisierte Hindernis Erde. Er ist im Wesentlichen als quasi-neutrales und extrem leitfähiges Plasma zu begreifen, dessen Ionenanteil vor allem von Wasserstoffionen (Protonen) getragen wird. Typischerweise liegen die Teilchendichte, die Magnetfeldstärke und mittlere Geschwindigkeit des Sonnenwinds bei etwa 5 cm^{-3} , 5 nT und 400 km/s . Der Sonnenwind trifft mit supersonischer Geschwindig-

keit auf die Erde. Die Notwendigkeit, die Information zur Umströmung dieses Hindernisses im anströmenden Plasma zu vermitteln, bedingt die Abbremsung dessen auf subsonische Geschwindigkeit – es bildet sich eine Bugstoßwelle aus, die entgegen dem Sonnenwind propagiert. Im Bezugssystem der Erde steht diese Bugstoßwelle (engl.: *bow shock*) damit stationär etwa 15 Erdradien vor der Erde (siehe Abbildung 2.3). Der wesentliche Anteil der Bewegungsenergie wird in thermische Energie umgewandelt. Über die Bugstoßwelle hinweg wird der Sonnenwind damit langsamer, dichter und heißer. Die Region hinter der Bugstoßwelle wird als Magnetosheath³ bezeichnet und ist als die eigentliche Umströmungsregion der Magnetosphäre zu verstehen.

Mit Hilfe magnetohydrodynamischer (MHD) Theorien kann das Sonnenwindplasma als ideal leitfähige Flüssigkeit aufgefasst werden. Geht man vom Ohmschen Gesetz

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.1)$$

aus, mit der Stromdichte \vec{j} , der Leitfähigkeit des Plasmas σ , dem elektrischen Feld \vec{E} , der mittleren Geschwindigkeit \vec{v} , und dem Magnetfeld \vec{B} , so ergibt sich

$$\frac{1}{\sigma} (\nabla \times \vec{j}) = \nabla \times \vec{E} + \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.2)$$

Mit Hilfe des Induktionsgesetzes folgt daraus

$$\frac{1}{\sigma} (\nabla \times \vec{j}) = \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.3)$$

und über das erweiterte Durchflutungsgesetz und Vernachlässigung von Verschiebungsströmen ($\propto \partial \vec{E} / \partial t$)

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \vec{B} + \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.4)$$

mit der Permeabilitätskonstante μ_0 . Für den Fall unendlicher Leitfähigkeit ist der Diffusionsterm auf der rechten Seite von Gleichung (2.4) vernachlässigbar. Der verbleibende konvektive Term stellt dann eine Formulierung für das Theorem des „eingefrorenen Flusses“ dar. Es besagt, dass Änderungen des magnetischen Feldes nur mit Plasmabewegungen einhergehen können, die Feldlinien sind damit sprichwörtlich an die Plasmaelemente gebunden. Diese idealisierte Idee führt dazu, dass sich unterschiedliche Plasmapopulationen nicht vermischen können und bilden eine Grundlage sowohl für die Ausbildung der eigentlichen Grenzschicht zwischen Sonnenwind und Erdmagnetosphäre (Magnetopause) und der stattfindenden Umströmung der Erde. Da sich die beiden Plasmaregionen in diesem Modellbild nicht mischen, findet über die Magnetopause hinweg kein Teilchentransport statt. Stattdessen überträgt der Sonnenwind nur Impuls und Energie auf das Magnetosphärenplasma und komprimiert das Erdmagnetfeld auf der Tagseite, während es auf der Nachtseite in die Länge gezogen wird. Der Impulsübertrag bedingt die langgezogene Form des Magnetschweifs.

³In vielen Stellen in dieser Arbeit bietet sich die Verwendung der englischen Fachtermini an. Aus diesem Grund wird im Fließtext und in den Abbildung zuweilen auf eine Übersetzung verzichtet.

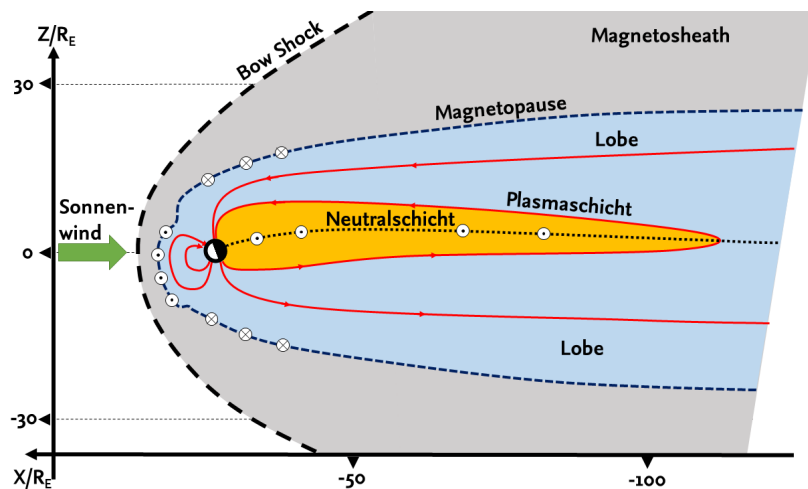


Abbildung 2.3: Einfachstes Modell des Erdmagnetschweifs in der Seitenansicht und ungefähre Skalierung. Der Sonnenwind strömt von links. Globale Stromsysteme sind durch Punktsymbole (aus der Ebene heraus) und Kreuzsymbole (in die Ebene hinein) veranschaulicht.

An der Magnetopause, die sich im Mittel zwischen 10 und 12 Erdradien vor der Erde befindet (Shue et al. 1997), werden die anströmenden Sonnenwindionen und -elektronen vom Einfluss des Dipolmagnetfelds in unterschiedliche Richtungen gestreut. Gleichzeitig trifft das von Parker vorhergesagte Sonnenwindfeld durchschnittlich mit einem Winkel von 45° in der Bahnkeklptik auf die Magnetosphäre. Teilchendrift und Feldrotation sorgen für die Ausbildung des Magnetopausenstroms, des sogenannten Chapman-Ferraro-Stroms. Über die Magnetopause hinweg steigt die Magnetfeldstärke an, der Einflussbereich des terrestrischen Dipolfeldes ist erreicht. In dieser Region sind auch schwerere Ionen, die ihren Ursprung in den tiefer gelegenen atmosphärischen Schichten haben, zu finden.

Die Magnetopause umhüllt die Magnetosphäre auch auf der Nachtseite und umschließt dadurch den erdmagnetischen Schweif. Seine Ausdehnung hinter der Erde konnte bis in einige hundert Erdradien Entfernung durch verschiedene Raumfahrtmissionen nachgewiesen werden (Slavin et al. 1985, Baker et al. 1987). Sein Durchmesser kann im Abstand von etwa 20 Erdradien hinter der Erde mit etwa 40 Erdradien angenommen werden. Nach der Übergangsregion von Magnetopause zu Magnetosphäre, dem Plasma-Mantel, wird die äußerste Schicht des Schweifs durch die sogenannten Lobes gebildet. Sie bilden die nördlichsten und südlichsten Regionen des Schweifs. Sie zeichnen sich durch sehr geringe Teilchendichten (0.01 cm^{-3}) und vergleichsweise hohe Feldstärken (20 – 30 nT) aus. Die stark verzerrten Feldlinien des Erdmagnetfeldes im Schweif sorgen für eine antiparallele Feldkonfiguration in den nördlichen und südlichen Lobes. In den niedrigen Breitengraden des Schweifs befindet sich die Plasmaschicht, wie sie von Axford et al. (1965) vorhergesagt wurde, die durch die *Plasma Sheet Boundary Layer* (PSBL) von den Lobes abgegrenzt wird. Geprägt durch hohe Plasmabepopulation und niedrige Feldstärken liegt in ihrer Mitte wiederum die Neutralschicht, die Region der Feldumkehr, in der der Neutralschichtstrom über die gesamte Länge des

Schweif fließt. Im Schweif wird der Neutralschichtstrom durch die Verscherung des Magnetfeldes getragen. Er schließt sich im Wesentlichen über Beiträge zum Ringstromsystem nahe der Erde und über den Magnetopausenstrom an den Seiten der Magnetosphäre. Die mittlere Schichtdicke der Neutralschicht liegt im Bereich von wenigen Erdradien. In Abbildung 2.4 sind verschiedene Plasmagrößen des Schweifs im Höhenprofil dargestellt. Die angegebenen Werte können nur als ungefähre Richtlinien gelten.

Naturgemäß ist die Plasmaschicht durch unterschiedliche transiente Phänomene ein sehr dynamischer Bereich und Schauplatz magnetosphärischer Teilstürme und Konvektionsbewegungen. Substantielle Abweichungen von den in Abbildung 2.4 gezeigten Größen sind damit an der Tagesordnung. Entsprechend ist auch das Bild einer geschlossenen Magnetosphäre ein sehr vereinfachtes. Tatsächlich trägt der Prozess der Rekonnexion wesentlich dazu bei, die Feldlinienkonfigurationen von Sonnenwind und Magnetosphäre zu vermengen, sodass Sonnenwindplasma in die Magnetosphäre und den Schweif eindringen kann. Dieses dynamische Zusammenspiel soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

Der hier skizzierte Aufbau des Erdmagnetschweif kann nur einen groben Überblick über die beitragenden Prozesse geben. Für eine detaillierte Abhandlung sei an dieser Stelle die Übersicht von Jackman et al. (2014) empfohlen.

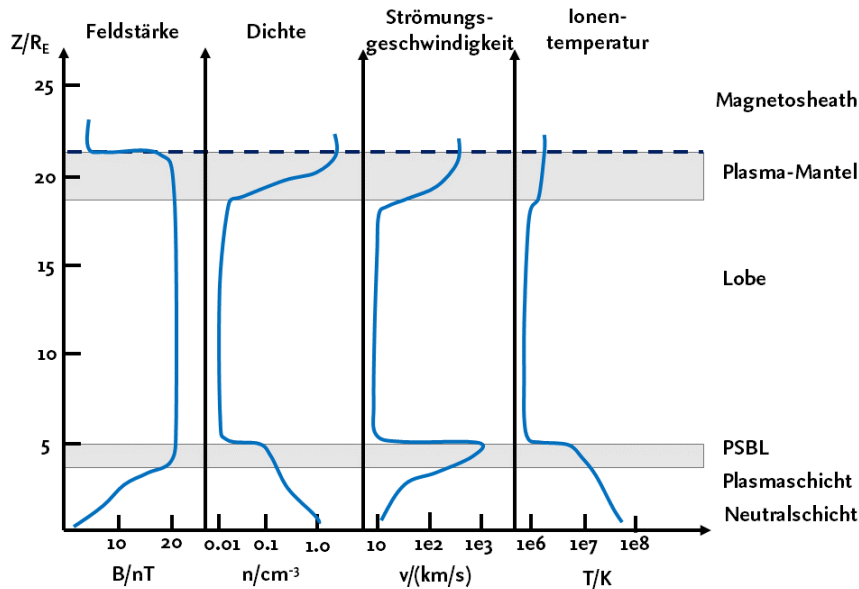


Abbildung 2.4: Verschiedene Plasmagrößen im Nord-Süd-Profil des Schweifs, nach Lui (1987). Aus Symmetriegründen ist hier nur eine Hemisphäre des Schweifs dargestellt. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Lage der Magnetopause.

Die Studien in dieser Arbeit beziehen sich im Wesentlichen auf einen Bereich, in dem die gezeigten Plasmaprofile hohe Gültigkeit besitzen. Die verwendeten Satellitendaten entspringen typischerweise nachts seitigen Entfernungen von 10–25 Erdradien und in einigen Fällen Distanzen bis zu 60 Erdradien.

2.3 Transiente Prozesse und dynamische Phänomene

Bedingt durch die Wechselwirkung mit dem Sonnenwind ist die Erdmagnetosphäre eine Region mit vielen Variationen und dynamischen Prozessen. Diese Variationen können einerseits von außen durch die Dynamik des Sonnenwinds aufgeprägt werden und großskalige Bewegungen beispielsweise des Schweifs selbst hervorrufen, oder durch Interaktionsprozesse in der Magnetosphäre selbst ausgelöst werden. In dieser Arbeit sollen insbesondere die Phänomene untersucht werden, die sich im Erdmagnetschweif fortpflanzen und ausbreiten, ungeachtet ihres speziellen Auslöserprozesses.

Zum Verständnis der Existenz solcher Phänomene müssen dennoch die Grundlagen der Magnetosphären und Schweifdynamik betrachtet werden. Schon früh wurde durch Beobachtungen auf Bodenstationen und später durch Satelliten klar, dass die Magnetosphäre Konvektionsbewegungen auf ihrer gesamten Länge unterworfen ist⁴. Im Sinne der geschlossenen Magnetosphäre wurde vermutet, dass die Konvektionsbewegungen, analog zu denen in einem fallenden Regentropfen, durch eine Art viskoser Reibung zwischen Magnetosphäre und Sonnenwind verursacht werden. Schließlich war es Dungey (1961), der vorschlug, dass es eine Möglichkeit geben könnte, bei der sich Sonnenwindfeldlinien und Feldlinien des Erdmagnetfelds verbinden und so Konvektion in der Magnetosphäre in Gang bringen.

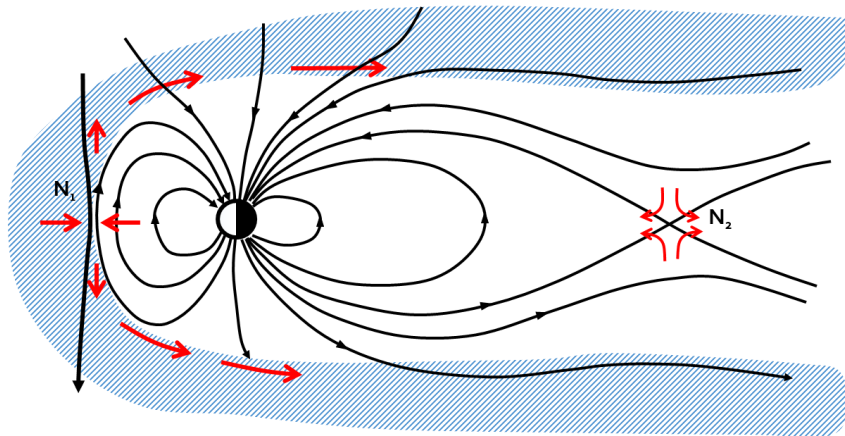


Abbildung 2.5: Die von Dungey vorgeschlagene „offene“ Magnetosphäre für südwardiges Sonnenwindmagnetfeld, nach Dungey (1961).

Abbildung 2.5 skizziert die von Dungey (1961) vorgeschlagene (und heute bestätigte) Variante, in der „Rekonnexion“ an geeigneten Stellen die Magnetosphäre öffnet: Der Sonnenwind trägt von links Feldlinien mit südwardigem Feld an die Magnetopause heran (N_1). Die beiden dort antiparallelen Feldkonfigurationen verbinden sich an dieser Stelle neu. Ein Ende verbleibt mit dem Sonnenwindplasma

⁴Der Begriff „Konvektion“ wurde Mitte der 1950er Jahre für diese Plasmabewegungen eingeführt, obwohl es sich nicht um eine klassische thermische Konvektion handelt.

verbunden, das andere ist an die Magnetosphäre geknüpft. Der stetige Sonnenwind trägt diese rekonnectierten Feldlinien in Richtung Schweif und zieht sie in die Länge. Da dieser Prozess ohne Rückführung den gesamten magnetischen Fluss auf der Tagseite erodieren würde, benötigt es einer zweiten Rekonnexionsregion im erdfernen Schweif (N_2). Die Feldlinien wandern von Nord und Süd in die Neutralschicht des Schweifs und rekonnectieren erneut. Der erdferne Teil ist ausschließlich mit dem Sonnenwind verbunden und wird durch ihn mitgetragen. Die neu geschlossene magnetosphärische Feldlinie bewegt sich zurück in Richtung Erde und wandert um die Magnetosphärenflanken (aus der gezeigten Ebene heraus) auf Morgen- oder Abendseite zurück zur Tagseite, um den magnetischen Fluss dort aufzufüllen.

Auch wenn Rekonnexion heute als Treiber für eine Vielzahl der Prozesse in Magnetosphäre und Schweif identifiziert wurde, so ist die genaue Physik dahinter noch immer nicht vollständig verstanden. Ihre Grundidee besteht in der Annahme, dass unter bestimmten Umständen das Theorem des eingefrorenen Flusses seine Gültigkeit verliert und das Plasma nicht mehr an seine Feldlinien gebunden sein muss. In kollisionsfreien Plasmen mit hoher Leitfähigkeit erscheint diese Idee zunächst unwahrscheinlich, jedoch bilden sich zwischen aufeinandertreffenden Plasmapolulationen mit unterschiedlichen Eigenschaften auch immer Grenzschichten aus, in denen die typischen Längenskalen deutlich kleiner sind (Magnetopause, Neutralschicht, ...).

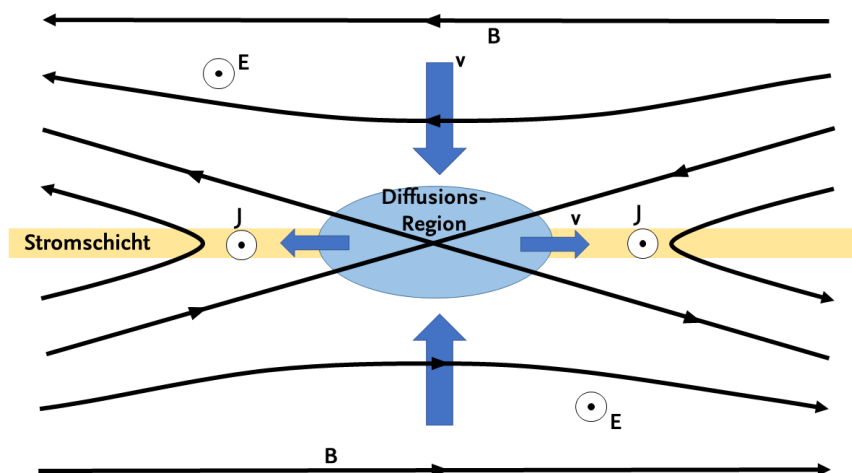


Abbildung 2.6: Standardbild für die Rekonnexion einer X-Konfiguration, nach Baumjohann und Treumann (1997). Plasma und magnetischer Fluss werden von oben und unten in die Diffusionsregion transportiert, in der das Theorem des eingefrorenen Flusses zusammenbricht. Die Plasmabewegung ist durch blaue Pfeile gekennzeichnet.

Abbildung 2.6 skizziert eine übliche Beispielsituation zur Erläuterung des Rekonnexionsprozesses (Kivelson und Russell 1995). Die Ausgangssituation stellen zwei Plasmaregionen mit antiparalleler Feldkonfiguration dar. In der Grenzschicht zwischen den beiden Regionen bildet sich eine Stromschicht aus, ganz ähnlich wie es in der Neutralschicht des Erdmagnetschweifs der Fall ist. Ohne effektive Plas-

Plasmabewegung (und bei hoher, aber endlicher Leitfähigkeit des Plasmas) würde das Magnetfeld langsam entlang des Gradienten diffundieren und die Grenzschrift erweitern – ein Prozess, der die Konfiguration letztlich aufheben würde. Um einen stationären Zustand zu erreichen, muss es einen kontinuierlichen Zustrom von magnetischem Fluss aus den beiden Regionen in Richtung der Grenzschrift geben. Diese Plasmabewegung wird hier durch ein konstantes elektrisches Hintergrundfeld realisiert. Das Plasma transportiert die Feldlinien in die sogenannte Diffusionsregion, in der die Skalenlängen sehr klein sind und das Theorem des eingefrorenen Flusses zusammenbricht. Diese Konfiguration wird üblicherweise *X-line*-Geometrie, X-Linie oder X-Konfiguration genannt. In der Diffusionsregion sind die Feldlinien nicht mehr an das Plasma gebunden, sie trennen und verbinden sich neu, die resultierende magnetische Spannung bewirkt eine Plasmabewegung in der horizontalen Ebene.

Auch wenn schon in den 1950er und 1960er Jahren Fluidmodelle für Rekonnexion von Sweet (1958) und Petschek (1964) und Teilchenmodelle durch Alfvén (1968) entwickelt wurden, so ist das detaillierte Verständnis der genauen Vorgänge, die zur Ausbildung einer Diffusionsregion führen, auch heute noch Teil der Forschung. Mit dem Aufkommen von Multi-Satelliten-Missionen mit geringen Satellitenabständen ist es möglich geworden, *in situ* Beobachtungen von X-Konfigurationen in der Magnetosphäre durchzuführen. Die genauen Vorgänge und das Wirken der Rekonnexion im Schweif soll nicht Teil der Arbeit sein. Ein umfassenderer Überblick wird beispielsweise in Yamada et al. (2010) geboten. Es sei an dieser Stelle lediglich festgehalten, dass dieser Prozess ein wichtiger Treiber für die unterschiedlichen dynamischen Phänomene in der Erdmagnetosphäre ist.

Neben den quasi-stationären Konvektionsbewegungen ist der Zoo von Phänomenen, die sich im Erdmagnetschweif ausbreiten, vielfältig. Häufig überschneiden sich die unterschiedlichen Charakteristika derart, dass eine exakte Zuordnung einer Beobachtung zu einem bekannten Phänomen schwierig ist. Die gängigsten Transienten des Magnetschweifs und gegebenenfalls ihre Beziehungen untereinander sollen im Folgenden grob skizziert werden.

Magnetosphärische Teilstürme

Die ursprünglich auf der Basis von Bodenbeobachtungen definierten „magnetosphärischen Stürme“ (engl.: *storms/substorms*) sind ein wesentliches Mittel, um im Erdmagnetschweif angestaute Energie freizusetzen. Sie können als größtskaliger der regelmäßig auftretenden transienten Prozesse verstanden werden und sind häufig durch die kleineren (weiter unten beschriebenen) Phänomene begleitet. Das umfassendste phänomenologische Modell der magnetosphärischen Teilstürme wurde von McPherron et al. (1973) vorgeschlagen: Sein *Near-Earth-Neutral-Line*-Modell (NENL) teilt die Stürme in drei prägnante Phasen⁵, die in Abbildung 2.7 veranschaulicht sind:

- Growth Phase: Die stetige Konvektionsbewegung von der Magnetopause in

⁵Die allgemeine Terminologie ist in Englisch gehalten, daher soll hier kein Versuch der Übersetzung unternommen werden.

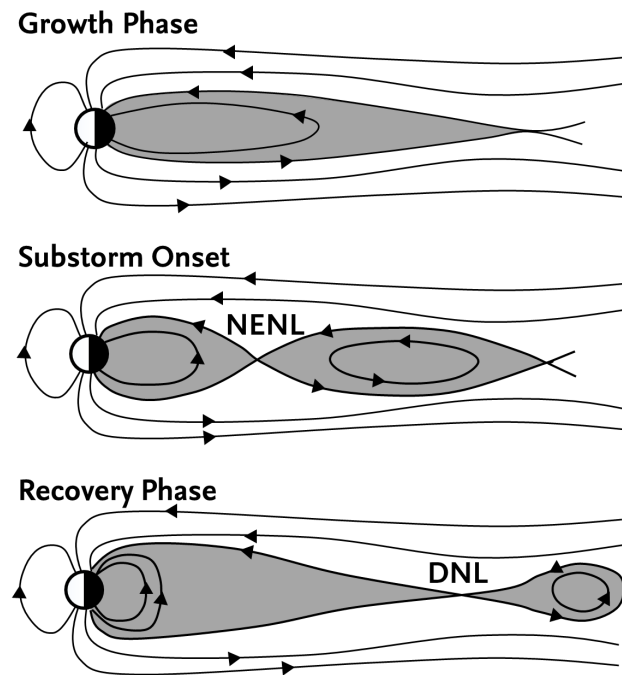


Abbildung 2.7: Schema des Modells für die drei Phasen eines magnetosphärischen Teilsturms nach Hones (1979) und (Baumjohann und Treumann 1997) mit möglichen Rekonnektionspunkten an der *Near-Earth Neutral Line* (NENL) und *Distant Neutral Line* (DNL).

den Magnetschweif akkumuliert zunehmend magnetischen Fluss in den Lobes, der nicht vollständig zurückgeführt wird. Häufig ist dies die Situation für langanhaltende Phasen mit südwärtigem interplanetaren Magnetfeld (IMF) und der damit einhergehenden antiparallelen Feldkonfiguration an der Magnetopause. Der zusätzliche Fluss in den Lobes sorgt für einen zunehmenden Druck auf die Plasmaschicht und bewirkt deren Verschmälerung (engl.: *plasma sheet thinning*). Die Interaktion mit dem Sonnenwind sorgt außerdem für eine Verlängerung des Schweifs in die sonnenabgewandte Richtung. Um das Gleichgewicht im Erdmagnetschweif aufrecht zu erhalten, „zerrt“ die erdnahe Magnetosphäre am verlängerten Schweif, vermittelt durch eine Annäherung des Neutralschichtstroms an die Erde (Siscoe 1966).

- Substorm Onset: Bei Erreichen einer kritischen Dicke der Neutralschicht im Schweif (typischerweise in der Größenordnung eines Ionen-Gyroradius) bildet sich eine globale Instabilität aus, Rekonnexion setzt an einer X-Konfiguration ein und führt zu einer raschen Freisetzung der angestauten Energie in Form eines „Plasmoiden“, einer Plasmablaste, die schweifwärts transportiert wird. Der Substorm Onset ist häufig begleitet von einer Intensivierung der Auroraaktivität durch verstärkten Teilchenniederschlag in den polaren Regionen (Jackman et al. 2014).
- Recovery Phase: Die vom Plasmoiden zunächst mitgezogenen Feldlinien werden schließlich von der magnetischen Spannung zurück in Richtung Erde

bewegt und formen eine dipolartige Struktur im erdnahen Schweif (Dipolarisierung). Der Schweif, der soeben einen Großteil seiner Konfiguration verloren hat, erholt sich und dissipiert die zurückgeworfene Energie in der Magnetosphäre (beispielsweise durch Eigenmoden der Magnetosphäre, Pi2-Pulsationen).

Teilstürme sind üblicherweise durch das Verlängern und die Kompression der schweifseitigen Feldlinien begleitet, denen die Dipolarisierung der Erdmagnetosphäre folgt. Viele der kleinskaligen Prozesse, darunter schnelle Plasmabewegungen in der Neutralschicht, sogenannte *Bursty Bulk Flows*, und Plasmoide leisten während des gesamten Verlaufs ihren Beitrag zur Umstrukturierung und Energieverteilung im Schweif (Baker et al. 1996). Trotzdem sind fast alle dieser Phänomene auch in magnetospärisch „ruhigen“ Zeiten zu beobachten und nicht immer mit der Teilsturmaktivität korreliert.

Übersicht verschiedener Schweiftransienten

Die Liste kleinskaliger (mit einer Größe nur weniger Erdradien) Transienten im Erdmagnetschweif ist lang und häufig unübersichtlich. Aus diesem Grund soll in diesem Abschnitt keine detaillierte Beschreibung aller möglichen Phänomene geliefert werden. Vielmehr wird der Versuch unternommen, diesen Zoo auf seine Gemeinsamkeiten zu reduzieren. Umfassende Beschreibungen der internen Schweifdynamik sind beispielsweise in Sharma et al. (2008), Imber et al. (2011) und Jackman et al. (2014) zu finden.

Tatsächlich erweckt das Studium der verschiedenen Beschreibungen der Beobachtungen und Phänomene schnell den Eindruck, dass die Vielfalt an Namen häufig nur einem Vorzeichenwechsel in der Ausbreitungsgeschwindigkeit oder einer positiven oder negativen Dichteänderung geschuldet ist. Ohne einen Anspruch an Vollständigkeit versucht die nachfolgende Liste, die Schlüsselkriterien einiger Transienten vorzustellen. Um das Nachschlagen zu vereinfachen, verbleibt die Nomenklatur vorwiegend bei den englischen Originalbegriffen:

- **Bursty Bulk Flow (BBF):** Während typische, "ruhige", Geschwindigkeiten in der Plasmaschicht in der Regel unter 100 km/s liegen, handelt es sich bei BBFs um sporadische Erhöhungen der Plasmageschwindigkeit auf über 400 km/s. Sie dauern in der Regel etwa 10 Minuten an und setzen sich aus kleinen Geschwindigkeitsspitzen (den sogenannten *Flow Bursts* oder *Fast Flows*) zusammen (Angelopoulos et al. 1992, 1994, Frühauff und Glassmeier 2016). Häufig werden sie als *entropy-depleted flux tubes* oder *bubbles* bezeichnet (Birn et al. 2004, Wolf et al. 2009) und propagieren von einer X-Linie im mittleren Magnetschweif in Richtung Erde.
- **Plasmoid:** Bezeichnet im Wesentlichen die im NENL-Modell gelöste Schweifkonfiguration und bewegt sich *schweifwärts* mit Geschwindigkeiten von mehreren hundert Kilometern (Hones et al. 1984, Sharma et al. 2008). Ein Plasmoid, das kein ausgeprägtes Magnetfeld in seinem Zentrum aufweist, wird häufig ebenfalls als *bubble* bezeichnet (Hesse und Kivelson 1998), solche mit

Kernfeld dagegen als *flux rope-like plasmoid* oder *loop-like plasmoid*, je nachdem, ob die Konfiguration auch eine B_y -Komponente aufweist oder nicht (Hughes und Sibeck 1987, Hesse und Kivelson 1998).

- **Flux Rope (FR):** Sie definieren sich über eine Magnetfeldkonfiguration, die als „Röhre“ aufgefasst werden kann, ähnlich der eines stromdurchflossenen Leiters. Flux Ropes, die sich erdwärts bewegen, sind als *BBF-type flux ropes* bezeichnet worden, schweifswärts propagierende dagegen als *plasmoid-type* (Hughes und Sibeck 1987, Slavin et al. 1995, 2003). Fehlt dem Hintergrundfeld eine Komponente entlang der Achse des Flux Ropes (in der Regel die Y -Achse), so wird aus der helikalen Struktur eine quasi-geschlossene und damit ein *flux loop*. Sie lassen sich im Allgemeinen über eine dipolartige Struktur in der B_z -Komponente des Magnetfelds detektieren.
- **Nightside Flux Transfer Events:** Sie leiten sich aus dem Phänomen der Flux Transfer Events an der Magnetopause ab. Ihre Charakteristika sind denen von Flux Ropes jedoch sehr ähnlich (Sergeev et al. 1992).
- **Travelling Compression Region (TCR):** Ist die Ausdehnung eines sich durch den Schweif bewegenden Transienten (in Z -Richtung) groß genug (Plasmoide, BBFs), so resultiert daraus eine Kompression der Lobe-Regionen. Ein dort befindliches Raumfahrzeug nimmt Anstiege in der B_x -Komponente des Feldes und in der vertikalen Plasmageschwindigkeit wahr (Imber et al. 2011).
- **Dipolarisierungsfronten (DF):** Sie bezeichnen schnelle (innerhalb weniger Sekunden) Süd-nach-Nord-Drehungen des Magnetfeldes und treten typischerweise vor Bursty Bulk Flows beziehungsweise Bubbles auf (Sergeev et al. 1996, Nakamura et al. 2002, Runov et al. 2011). Das schweifswärts propagierende Pendant (mit einer Nord-nach-Süd-Drehung des Feldes) wurde kürzlich als Anti-Dipolarisierungsfront bezeichnet (Li et al. 2014).

Zwar spiegelt die obige Auflistung nicht alle spezifischen Detektionskriterien der unterschiedlichen Phänomene wider, es wird jedoch deutlich, dass die Definitionen sich mitunter stark überschneiden und eine Unterscheidung nicht immer unmittelbar notwendig zu sein scheint. Abbildung 2.8 veranschaulicht die Beziehungen und Schnittmengen der genannten Schweiftransienten.

In dieser Arbeit sollen Flux Ropes und Dipolarisierungsfronten besonderes Interesse zukommen. Dabei macht Abbildung 2.8 deutlich, dass auch BBF-artige Strukturen in die Untersuchungen einfließen werden, es handelt sich jedoch in jedem Fall um erdwärts propagierende Phänomene, die sich durch starke Rotationen der Magnetfeldrichtungen bemerkbar machen. Auf ihre detaillierte Beschreibung wird in Kapitel 4 genauer eingegangen. Die umfassende Vielfalt der im Erdmagnetschweif vorkommenden Phänomene bedarf jedoch vereinfachender Modelle für ein grundlegendes Verständnis. Während durch die unzähligen Satellitenmissionen eine große Menge an Beobachtungen zur Verfügung stehen, sind in den letzten Jahren unterstützende Untersuchungen im Rahmen magnetohydrodynamischer Simulationen immer wichtiger geworden. Aus diesem Grund werden

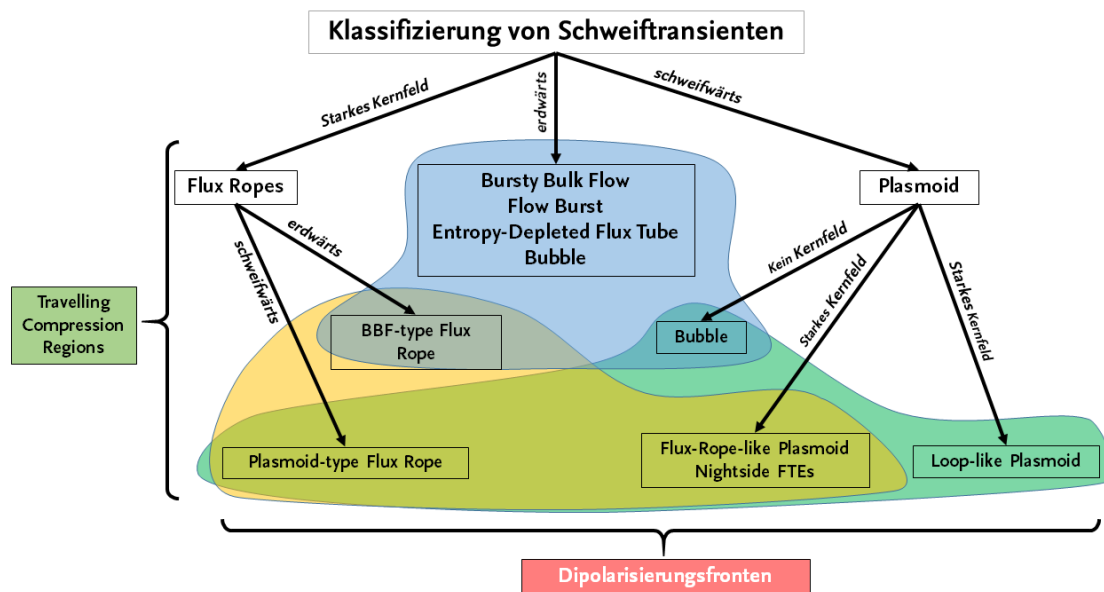


Abbildung 2.8: Versuch der Klassifizierung unterschiedlicher Schweif-Transienten.

neben den Beobachtungen der Satellitenmission THEMIS (siehe Kapitel 3 und 6) auch einfache MHD-Simulationen einer Plasmaschichtnäherung zum Einsatz kommen (Kapitel 5). Diese Computermodelle sind in der Lage, die grundlegenden Eigenschaften der lokal begrenzten Satellitenmessungen in ein räumlich verständliches Bild zu bringen und die Phänomenologie hinter den Prozessen anschaulich zu machen. Kapitel 7 führt die gemeinsamen Ergebnisse der beiden Teilbereiche in ein konsistentes Bild zusammen.

2.4 Koordinatensysteme

Zur Beschreibung der unterschiedlichen Phänomene in der Magnetosphäre werden unterschiedliche Koordinatensysteme zu Hilfe genommen, die im Folgenden kurz eingeführt werden sollen.

Geocentric Solar Ecliptic (GSE)

Eines der sehr häufig in der Beschreibung von Orbits und Geometrien verwendeten Koordinatensysteme ist das GSE-Koordinatensystem. Es basiert einzig auf den mechanischen Parametern des Erde-Sonne-Bahnsystems. Dabei ist die X-Achse definiert als positiv auf der Verbindungslinie zwischen Erde und Sonne. Die Y-Achse ist retrograd in Bahnrichtung der Erde ausgerichtet und damit positiv auf der Abendseite. Folglich ist die Z-Achse identisch mit der Flächennormalen der Erde-Sonne-Bahnebene und vervollständigt das rechtshändige System. Der Ursprung des GSE-Koordinatensystems liegt im Erdmittelpunkt (siehe Abbildung 2.9, links). Bezüglich eines Inertialsystems rotiert dieses Koordinatensystem jährlich um seine

Z-Achse.

Geocentric Solar Magnetospheric (GSM)

Für Anwendungen in der Magnetosphärenphysik ist es häufig von Vorteil, die Ausrichtung des erdmagnetischen Dipolfeldes in das Koordinatensystem mit einzu-beziehen. Im GSM-System ist die X-Achse identisch mit der X-Achse des GSE-Systems. Die Y-Achse hingegen entsteht aus dem Kreuzprodukt des erdmagnetischen Moments, hier als \vec{M}_E bezeichnet, und der X-Achse:

$$\begin{aligned}\vec{X}_{\text{GSM}} &= \vec{X}_{\text{GSE}}, \\ \vec{Y}_{\text{GSM}} &= \frac{\vec{M}_E \times \vec{X}_{\text{GSM}}}{|\vec{M}_E \times \vec{X}_{\text{GSM}}|}, \\ \vec{Z}_{\text{GSM}} &= \vec{X}_{\text{GSM}} \times \vec{Y}_{\text{GSM}}.\end{aligned}$$

In diesem Sinne ist die Dipolachse immer in der XZ-Ebene des Koordinatensystems enthalten. Der wesentliche Unterschied im Vergleich zum GSE-Koordinatensystem besteht also in einer jahreszeitabhängigen Rotation der Koordinaten um die gemeinsame X-Achse. Die Beziehung zwischen beiden Koordinatensystemen wird in Abbildung 2.9 veranschaulicht.

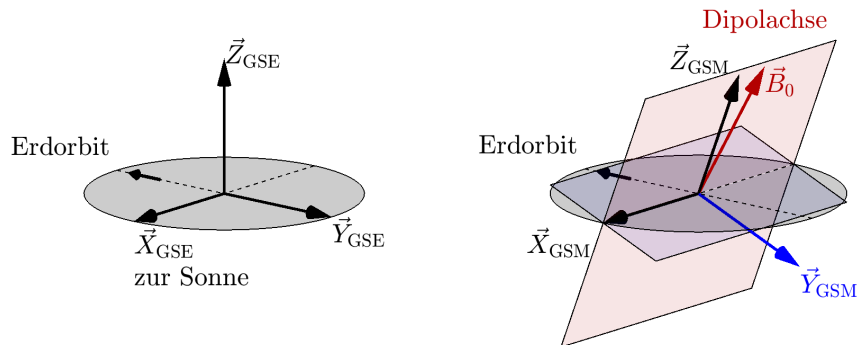


Abbildung 2.9: Schematische Ausrichtung der beiden Koordinatensysteme GSE (links) und GSM (rechts). Die Bahnebene der Erde ist durch den grau schattierten Bereich gekennzeichnet. Die rote Ebene stellt die Ebene Sonne-Erde-Dipolachse dar. Senkrecht dazu steht die Ebene, die die neue Y-Achse enthält.

Aberration des Sonnenwindes in GSE- und GSM-Koordinaten

Eine zusätzliche Anpassung der beiden bisher eingeführten Koordinatensysteme ergibt sich durch die nicht exakt frontale Anströmung der Erde durch den Sonnenwind. Zwar strömt der Sonnenwind im Wesentlichen radial von der Sonne weg, die Keplergeschwindigkeit der Erde auf ihrer Bahn um die Sonne sorgt jedoch für eine scheinbare Ablenkung des Sonnenwindes, auch Aberration genannt. Die beiden zugehörigen Abwandlungen von GSE- und GSM-Koordinaten werden daher

mit AGSE und AGSM bezeichnet. Mit typischen Werten für die Bahngeschwindigkeit der Erde v_E und der mittleren Sonnenwindgeschwindigkeit v_{SW} ergibt sich ein Aberrationswinkel von

$$\alpha_{GSE} = \arctan \frac{-v_E}{v_{SW}} \approx \frac{30 \text{ km/s}}{-400 \text{ km/s}} \approx -4.3^\circ, \quad (2.5)$$

der die Abweichung der Sonnenwindrichtung von der X_{GSE} -Achse beschreibt. Statistische Beobachtungen durch beispielsweise den OMNI-Datensatz (Kapitel 3) und Beobachtungen der THEMIS-Satelliten im Sonnenwind und Magnetschweif ergeben jedoch tatsächliche Aberrationswinkel von $\alpha_{GSE} \approx 2.5^\circ$ (Fairfield et al. 1996, Frühauff und Glassmeier 2016). Bei der Verwendung von AGSE- oder AGSM-Koordinaten bezieht sich diese Arbeit daher auf diesen beobachteten Aberrationswinkel. Da die THEMIS-Satelliten ihr Apogäum im Wesentlichen bei etwa $10\text{--}12 R_E$ haben, ist mit einer typischen Ablenkung des Schweifs von $< 1 R_E$ in positiver Y-Richtung zu rechnen.

Hinsichtlich der Koordinatentransformation bleibt die Definition aller Richtungsvektoren erhalten. Da die einzelnen Transformationen nicht permutativ sind, ist die Korrektur der Aberration vor der Transformation von GSE- zu GSM-Koordinaten durchzuführen.

Lokale Minimum-Varianz-Koordinaten

Bei der detaillierten Untersuchung von Grenzsichten ist es häufig von Vorteil, lokale Koordinatensysteme zu definieren, die die spezielle Ausrichtung einer dünnen Schicht oder Front berücksichtigen. Zu diesem Zweck wird in dieser Arbeit das Minimum-Varianz-System verwendet, das auf der Minimum-Varianz-Analyse (MVA) basiert (Sonnerup und Cahill 1967). Die Methode wird auf vektorielle Magnetfelddaten angewandt und definiert für einen kurzen Zeitraum den Normalenvektor einer dünnen Schicht, so wie etwa der Stromschicht der Magnetopause. Die MVA basiert auf der Annahme einer nur eindimensionalen Grenzsicht, in der die Gradienten in den Richtungen senkrecht zu dem zu bestimmenden Normalenvektor verschwinden (Sonnerup und Scheible 1998). In diesem Sinne kann ein lokales Koordinatensystem gefunden werden, sodass

$$\nabla \cdot \vec{B} = \partial B_n / \partial n = 0$$

in Richtung Grenzsichtnormalen \vec{n} .

Da diese Bedingung in realen Beobachtungen nicht erfüllt wird, definiert sich die Flächennormale als die Richtung minimaler Varianz in den Daten. Über eine Eigenwertzerlegung der Kovarianzmatrix der drei Komponenten im Ursprungskordinatensystem werden anschließend drei Richtungsvektoren bestimmt, die die Richtungen maximaler, mittlerer, und minimaler Varianz widerspiegeln. Die zugehörigen Magnetfeldrichtungen sollen im späteren Verlauf als B_{\max} , B_{med} und B_{\min} bezeichnet werden. Die Qualität, d.h. die Ausprägung der Richtungen, kann über die Eigenwerte λ_i der Zerlegung quantifiziert werden. Die Richtung minimaler Varianz wird hier als hinreichend definiert angenommen, wenn $\lambda_{\text{med}}/\lambda_{\min} \geq 4$.

Lokale TS96-Symmetriekoordinaten

Um die beobachteten Phänomene besser mit den simulierten Strukturen vergleichen zu können, wird in Kapitel 6 ein Koordinatensystem definiert, das sich auf die lokale Schweifmagnetfeldtopologie in der unmittelbaren Umgebung des Satelliten bezieht. Die Beschreibung dieses Magnetfelds bezieht sich dabei auf die Kombination des International Geomagnetic Reference Field (IGRF-12, siehe Kapitel 3) für das interne Magnetfeld der Erde, und das Tsyganenko-Modell (TS96, siehe Kapitel 3) für das Magnetfeld des Erdmagnetschweifs, hervorgerufen durch externe Beiträge. Die Summe dieser beiden Anteile werden im Hintergrundmagnetfeld \vec{B}_{96} zusammengefasst.

Auf Grundlage dieses Modells sei die X-Achse dieses neuen Koordinatensystems, \vec{X}_{DF} , definiert als Richtung der magnetischen Spannung an der Position der Neutralschicht des Modellfeldes über oder unter dem beobachtenden Satelliten:

$$\vec{X}_{DF} = \frac{(\vec{B}_{96} \cdot \nabla) \vec{B}_{96}}{|(\vec{B}_{96} \cdot \nabla) \vec{B}_{96}|}. \quad (2.6)$$

Die Richtung der Y-Achse definiert sich über die Richtung parallel zur Neutralschicht in der YZ-Ebene \vec{T}_{NS} des Modells und bestimmt zunächst die Z-Achse des Systems:

$$\vec{Z}_{DF} = X_{DF} \times \vec{T}_{NS}. \quad (2.7)$$

Schlussendlich bildet die Y-Achse die Vervollständigung dieses rechtshändig orthogonalen Koordinatensystems:

$$\vec{Y}_{DF} = Z_{DF} \times \vec{X}_{DF}. \quad (2.8)$$

Kapitel 5 und 6 werden deutlich machen, dass dieses Koordinatensystem die innere Symmetrie der simulierten Strukturen widerspiegelt. In dieser Weise können die internen Variationen von beobachteten Dipolarisierungsfronten in anschaulicher Weise mit den Simulationen verglichen werden. Die komplizierte Schweiftopologie macht den direkten Vergleich in den globalen Koordinatensystemen GSE und GSM nicht unmittelbar möglich.

3 Experimente und Beobachtungen

Die in dieser Arbeit verwendeten Beobachtungen stützen sich im Wesentlichen auf Daten der THEMIS-Mission (Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms) der Weltraumorganisation NASA (National Aeronautics and Space Administration) der Vereinigten Staaten von Amerika. Um die gesammelten Ergebnisse mit Hilfe von Sonnenwinddaten zu korrelieren, werden außerdem Daten der OMNI-Datenbank der NASA, in die gesammelte Informationen verschiedener Satellitenmissionen eingehen, verwendet. Als Schätzer für die magnetosphärische Aktivität dienen die Indizes des World Data Center in Kyoto, Japan. Die verschiedenen Datenquellen, insbesondere THEMIS, sollen im folgenden Kapitel beschrieben werden.

3.1 THEMIS und ARTEMIS

Mit dem Start von THEMIS am 17.02.2007 wurde die fünfte Medium-Class Explorer Satellitenmission der NASA in einen Orbit um die Erde gebracht, um Phänomene von magnetosphärischen Stürmen und Teilstürmen zu untersuchen. Sie besteht aus fünf identischen Sonden (THA, THB, THC, THD, THE), die mit einer Auswahl an Feld- und Teilcheninstrumenten ausgestattet sind (Angelopoulos 2008). Die Inklination der Orbits der fünf Satelliten liegt in der Regel unter 20° (im GSE-Koordinatensystem). Im Allgemeinen kann daher von nahezu äquatorialen Bahnen gesprochen werden (siehe auch Abbildung 3.2).

Exemplarisch sind verschiedene Orbitkonfigurationen als Projektion auf die XY-Ebene in Abbildung 3.1 zu vier Zeitpunkten im Abstand von jeweils drei Monaten dargestellt. Die ortsfeste Lage der Orbits im Inertialsystem der Erde sorgt dafür, dass im Verlauf eines Jahres der gesamte Umfang der Magnetosphäre durch die Orbits geschnitten wird. Im GSE-Koordinatensystem scheint es daher, als würden die Bahnen der Satelliten um die Erde präzedieren und nacheinander die Tagseite, Morgenseite, Nachtseite und Abendseite der Magnetosphäre durchlaufen. Die Bahnen der einzelnen Orbits verlaufen dabei entgegen dem Uhrzeigersinn um die Erde.

Begründet durch die wissenschaftlichen Ziele der Mission sind die Bahnparameter so gewählt, dass (1) die Umlaufperioden in etwa Vielfache von ganzen Erdtagen sind, und (2) die Apogäumsdurchgänge ungefähr zu gleichen Zeitpunkten, also koordiniert, erfolgen. Auf diese Weise wird sichergestellt, dass die Satelliten zusammen viel Zeit in ähnlichen Regionen der Magnetosphäre verbringen. Die gemeinsame Koordination der Apogäumsdurchgänge (sog. Minor und Major

biet und Vorgaben durch die Missionsplanung wurde und wird dabei die Konstellation der inneren Sonden im Laufe der Mission angepasst, sodass die Satelliten sich beispielsweise auf einer gemeinsamen Linie hintereinander bewegen (engl.: *string of pearls*) oder ein gemeinsames Dreieck im Raum bilden.

Abbildung 3.2 veranschaulicht, dass die Apogäumsdistanzen sich mit verschiedenen Orbitmanövern zwischenzeitlich verändert haben. Somit wurden unter anderem auch die Abstände zwischen den einzelnen Sonden und ihre geometrische Ausrichtung angepasst.

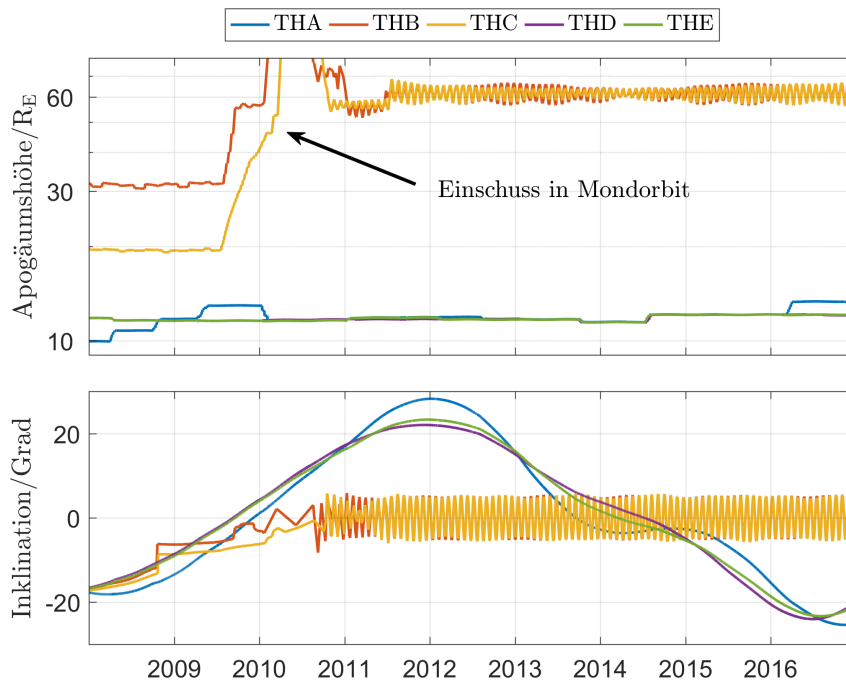


Abbildung 3.2: Oben: Die Entwicklung der Apogäumsdistanz der THEMIS-Satelliten während der gesamten Mission. 2011 wurden die Satelliten THB und THC in Orbits um den Mond gebracht und sind seitdem Teil der ARTEMIS-Mission. Unten: Verlauf der Inklination der Apogäumspositionen (GSE). Die Orbits sind nahezu äquatorial, nur zwischen 2011 und 2013 und 2016/2017 gibt es Phasen, in denen 20° Inklination durch die drei verbleibenden THEMIS-Satelliten überschritten werden.

Der größte Eingriff erfolgte nach dem Ende der nominellen Hauptmissionsphase im Jahre 2011, als man sich dazu entschied, die äußeren Satelliten in lunare Orbits anzuheben und aus dem THEMIS-Verbund zu lösen. Die Sonden THB und THC bildeten fortan die ARTEMIS-Mission (Acceleration Reconnection Turbulence and Electrodynamics of Moon's Interaction with the Sun) mit der Zielsetzung, die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Mond zu untersuchen (Angelopoulos 2011). Um Verwirrung vorzubeugen, soll im weiteren Verlauf darauf verzichtet werden, zwischen den beiden Missionen zu unterscheiden. Es wird daher nur von den Satelliten THA bis THE oder den THEMIS-Satelliten die Rede sein. Bis zum aktuellen Zeitpunkt funktionieren alle fünf Sonden nach ihren Vorgaben. Zum aktuellen Zeitpunkt gibt es daher keinen Grund für eine vorzeitige Beendigung der

wissenschaftlichen Mission. Voraussichtlich wird dies letztendlich nicht durch das Ableben der Instrumente, sondern durch das Ausgehen des Treibstoffs auf einzelnen Sonden zustande kommen. Nach den letzten geplanten Orbitmanövern wird bei den ersten Satelliten im Jahre 2023 der Großteil des Brennstoffs verbraucht sein. Der verbleibende Rest wird bereitgehalten, um die Satelliten aus ihren Umlaufbahnen holen zu können und in der Atmosphäre der Erde verglühen zu lassen (V. Angelopoulos, S. Frey, persönliche Mitteilung).

Um die wissenschaftlichen Ziele zu erreichen, sind die fünf Satelliten mit jeweils fünf Instrumenten zur Charakterisierung des sie umgebenden Plasmas ausgestattet. Neben dem Fluxgate-Magnetometer (FGM) als Beitrag der TU Braunschweig zählen dazu das Instrument zur Messung des elektrischen Feldes (EFI), ein Searchcoil-Magnetometer (SCM) und zwei Teilcheninstrumente zur Aufnahme der Verteilungsfunktionen von Ionen und Elektronen in verschiedenen Energiebereichen (ESA und SST).

Feld- und Plasmainstrumente

Die THEMIS-Satelliten sind mit verschiedenen Instrumenten ausgestattet, die die Teilchen- und Plasmaeigenschaften in den unmittelbaren Umgebungen der Sonden aufnehmen. In dieser Arbeit werden vor allem Daten des Fluxgate-Magnetometers (FGM) und der Elektronen- und Ionendetektoren (ESA und SST) verwendet.

Fluxgate-Magnetometer (FGM)

Mit dem Fluxgate-Magnetometer sind alle fünf Sonden mit einem Instrument bestückt, das der Messung des Hintergrundmagnetfelds und seiner Variation im niederfrequenten Bereich (wenige Hz) dient. Das Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik der Technischen Universität Braunschweig greift bei der Entwicklung und Integration von Fluxgate-Magnetometern auf langjährige Erfahrungen mit vorhergehenden Missionen zurück. Aus diesem Grund sind sehr ähnliche Sensoren auch auf den Sonden der kürzlich zu Ende gegangenen Missionen Rosetta (Auster et al. 2007, Glassmeier et al. 2007), auf Venus Express (Zhang et al. 2006), sowie der noch nicht gestarteten BepiColombo-Mission der ESA zum Merkur (Glassmeier et al. 2010), zu finden.

Im Zusammenspiel mit der Elektronikeinheit arbeitet der auf einem 2 m langen Ausleger (engl.: *boom*) montierte Sensor nach dem Prinzip einer Förstersonde wie ein gestörter Transformator (nach Friedrich Förster, †1999)¹: Ein weichmagnetischer Kern wird durch eine externe Wechselspannung periodisch in Sättigung getrieben. Bei diesem Kern handelt es sich um zwei ineinander verschränkte Ringkerne. Die Anregungsfrequenz der Elektronik liegt im Fall von THEMIS bei etwa 8.2 kHz. Liegt ein externes Magnetfeld zusätzlich zum Anregungsfeld an, verschiebt sich die Hysteresekurve des Kerns und es wird ein Signal im Kern induziert,

¹Auch wenn Friedrich Förster häufig die Entwicklung dieses Instruments zugeschrieben wird, das Messprinzip wurde von Aschenbrenner und Goubau (1936) publiziert und später von Förster vielfältig industriell eingesetzt und patentiert.

das Anteile geradzahlgiger Harmonischer der Anregungsfrequenz enthält. Die Amplitude dieser Harmonischen ist proportional zum externen Feld. Die Elektronik nimmt dieses Signal durch eine um den Kern gewickelte Sekundärspule auf. Durch eine orthogonale Verschachtelung von sechs Spulen um den eigentlichen Kern entsteht somit ein Magnetometer, das nicht nur Stärke, sondern auch Richtung des Hintergrundfeldes bestimmen kann, ein Vektormagnetometer.

Um den Messbereich des Instruments zu erhöhen, arbeiten die Sensoren über ein zusätzliches System von Helmholtz-Spulen durchgehend im Nullfeld. Die ständige Kompensation des externen Feldes durch diese Feedback-Spulen stellt zudem sicher, dass die Einheit dauerhaft in ihrem linearen Bereich arbeiten kann. FGM ist auf einen Messbereich von ± 25000 nT ausgelegt. Über zwei hintereinander geschaltete 12-bit DA-Konverter ergibt sich daher eine theoretische Auflösung von $50000 \text{ nT} / 2^{24} = 3 \text{ pT}$ (Auster et al. 2008). Tatsächlich liegt das reale Rauschniveau aber durch Digitalisierungsfehler und Störeinflüsse durch das Raumfahrzeug bei $(10-20) \text{ pT} / \sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz. Eine Genauigkeit dieser Größenordnung ist jedoch mehr als ausreichend für die Anwendungsbereiche der Instrumente.

Die Elektronik des Systems liefert einen stetigen Datenstrom mit einer Frequenz von 128 Hz aus dem insgesamt vier Datenprodukte generiert und zur Verfügung gestellt werden. Mit einer Auflösung von 128 Hz stellt FGH (H, engl.: *high resolution*) das Produkt mit der höchstmöglichen Auflösung dar. Die Aufnahme von FGH-Daten wird auf den Sonden quasi-autonom durch verschiedene Schalter (beispielsweise plötzliche Sprünge im Totalfeld) ausgelöst. Aufgrund der hohen Datenmenge und begrenztem Speicher und Telemetriedaten werden täglich nur wenige zehn Minuten FGH-Daten aufgenommen. Aus dem ursprünglichen Datenstrom wird durch Mittelung auf dem Satellitenrechner das FGL-Datenprodukt (L, engl.: *low resolution*) generiert. Ursprünglich als Variante mit 4 Hz, wurde die Frequenz dieser Daten im Laufe des Jahres 2015 auf allen Satelliten auf 16 Hz erhöht. In der Regel produzieren die Sonden mehr als zwölf Stunden FGL-Daten pro Tag. Nicht durch Mittelung, sondern durch Heruntertaktung auf jeden 16. Vektor wird zusätzlich das FGE-Datenprodukt (E, engl.: *engineering*) während der Perigäumsdurchgänge des Satelliten mit einer Frequenz von 8 Hz erzeugt. Es wird ausschließlich für bestimmte Kalibriervorgänge am Boden verwendet und ist nicht für den wissenschaftlichen Gebrauch vorgesehen. Als letztes Produkt werden FGS-Daten (S, engl.: *spin*) generiert. Sie stehen mit einer Auflösung zur Verfügung, die an die Rotationsperiode des jeweiligen Satelliten gekoppelt ist. Diese ist nicht konstant, liegt üblicherweise aber in der Größenordnung von 3 s. Durch das geringe Volumen von FGS-Daten liegen sie in der Regel zu allen Zeiten vor.

In dieser Arbeit werden ausschließlich FGS- und FGL-Datenprodukte aus Gründen der Verfügbarkeit benutzt. Für viele statistische Betrachtung sind die Auflösungen der FGS-Daten mehr als ausreichend. Für die detaillierte Untersuchung von Dipolarisierungsfronten im Erdmagnetschweif sind FGL-Daten in jedem Fall vorzuziehen.

Teilcheninstrumente (ESA und SST)

Mit dem Electrostatic Analyzer (ESA) und dem Solid State Telescope (SST) stehen auf den THEMIS-Satelliten jeweils zwei komplementäre Teilchendetektoren für energetische Elektronen und Protonen zur Verfügung.

Das ESA-Instrument besteht aus zwei entgegengesetzten Halbschalendetektoren (für Ionen und Elektronen), die über eine angelegte Hochspannung einen effektiven Energiefilter bilden. Über das Durchfahren der Filterspannung können Teilchenenergien von 5 eV bis 25 keV (Ionen) und 5 eV bis 30 keV (Elektronen) differenziert werden (McFadden et al. 2008b,a). Ganz ähnliche Konzepte wurden beispielsweise bereits auf dem AMPTE-Satelliten (Carlson et al. 1982) verwendet und sind aktuell auf der MAVEN-Raumsonde (Mitchell et al. 2016) der NASA zu finden. Die spezielle Bauform der Detektoren ermöglicht es, eine Verteilungsfunktion von Teilchenenergien, aufgelöst nach verschiedenen Raumwinkeln (Blickwinkeln des Instruments), aufzunehmen. Würde der Satellit nicht rotieren, ergäbe sich damit eine Abdeckung von $180^\circ \times 6^\circ$, also die gesamte Ebene senkrecht zur Spinebene des Satelliten. Durch dessen Rotation wird schließlich der gesamte Raumbereich erfasst. Als für die Arbeit wichtigstes Datenprodukt stehen Daten mit der Bezeichnung *reduced* zur Verfügung, da diese die höchste Zeitauflösung haben. In diesem Modus ist keinerlei Winkelauflösung durch das Instrument gegeben, da die Teilchen aus allen Richtungen aufintegriert werden.

Um auch höherenergetische Partikel einfangen zu können, verfügt THEMIS zusätzlich über das Solid State Telescope für Teilchenenergien zwischen 25 keV bis 6 MeV (Protonen) und 25 keV bis 900 keV (Elektronen). Anders als bei ESA erfolgt die Energieunterscheidung hier über Schichten von drei unterschiedlichen Halbleiterdetektoren, an denen die eintreffenden Partikel gestreut werden. Das SST besteht aus jeweils zwei Einheiten für Elektronen und Protonen, um auch hier den gesamten Raumbereich abdecken zu können.

Softwareseitig können am Boden die spektralen Verteilungsfunktionen der beiden Instrumente kombiniert und verrechnet werden. Als Ergebnis stehen Schätzer für die Momente der Verteilungsfunktion (Dichte, Strömungsgeschwindigkeiten, Gasdruck) für den gesamten Energiebereich zur Verfügung, den beide Instrumente gemeinsam abdecken. Die Berechnung dieser Verteilungsfunktion geschieht auf der Annahme, dass das Plasma zum wesentlichen Teil aus H^+ -Ionen besteht.

In dieser Arbeit werden ausschließlich die Daten für Ionen berücksichtigt, da sich die Satelliten für den Großteil der Beobachtungen in der Plasmaschicht aufhalten und die Elektronen einen vernachlässigbaren Beitrag am Gasdruck des Systems haben (Stiles et al. 1978, Baumjohann und Paschmann 1989).

3.2 Offset-Kalibrierung von Magnetometern auf spinstabilisierten Satelliten

Der Betrieb von Magnetometern auf Raumfahrzeugen bedarf der laufenden Kalibrierung des Sensors und der auswertenden Elektronik. Verschiedene instrumenteninterne und -externe Störquellen verunreinigen die Daten in hohem Maße.

Zwar lässt sich der Einfluss vieler externer Störquellen durch die Verwendung eines Auslegers, also durch Vergrößerung des Abstands zwischen Sensor und Satellit reduzieren, es werden dadurch jedoch nicht die Unsicherheiten des Instruments beseitigt. Während die Kalibrierung von Magnetometerinstrumenten auf stabilisierten Satelliten besonders schwierig sein kann, vereinfacht sich die Situation auf rotierenden Sonden wie THEMIS maßgeblich.

Beispielhaft seien an dieser Stelle verschiedene mögliche Quellen für systematische Messfehler von Magnetometern aufgelistet:

- Anteile durch den Sensor:
 - Inhomogenitäten, Fehler durch das Feedback-Spulensystem,
 - Nicht-Orthogonalitäten der Sensorachsen,
 - Fehler/Fehlstellen in den Ringkernen,
 - Temperaturabhängigkeit der Materialien.
- Anteile durch die Elektronik:
 - (Nicht)Linearität der Feedback-Elektronik,
 - Übersprechen zwischen Datenadern, Synchronisationsfehler,
 - Fehler durch die Analog-Digital-Umwandler.
- Anteile durch das Raumfahrzeug:
 - AC- und DC-Störungen in der Nähe des Sensors,
 - Bordspannungsänderungen durch andere Systeme auf dem Satelliten, insbesondere Solarkollektoren.

Alle Störquellen tragen in geringem oder hohem Maße zu Änderungen im Ansprechverhalten des Sensors bei. Zwar können nicht alle Einflüsse zufriedenstellend berücksichtigt werden, viele dieser Anteile jedoch lassen sich bis zu einem gewissen Grad quantifizieren oder modellieren und ermöglichen die Annäherung der Messwerte an die tatsächlichen Werte der lokalen Satellitenumgebung.

Vereinfacht lassen sich diese Zusammenhänge auf folgende Weise modellieren:

$$\vec{B}_{\text{real}} = \underline{\mathbf{M}} \cdot \vec{B}_{\text{Sensor}} - \vec{O}. \quad (3.1)$$

Dabei ergibt sich das tatsächliche Magnetfeld \vec{B}_{real} durch die Transformation der durch den Sensor aufgenommenen Daten \vec{B}_{Sensor} mit der Kalibriermatrix $\underline{\mathbf{M}}$, und der Verschiebung durch einen Offsetvektor \vec{O} . Die Kalibriermatrix vereinigt dabei alle Einflüsse, die durch Koordinatentransformationen, Orthogonalitätsfehler und Sensitivitäten in die Messwerte eingehen. Der Offsetvektor gibt im Wesentlichen die Nullpunktverschiebung der Achsen des Instrumentes wieder. Seine Werte entsprechen den Messungen, die der Sensor in einem verschwindenden Hintergrundfeld aufnimmt.

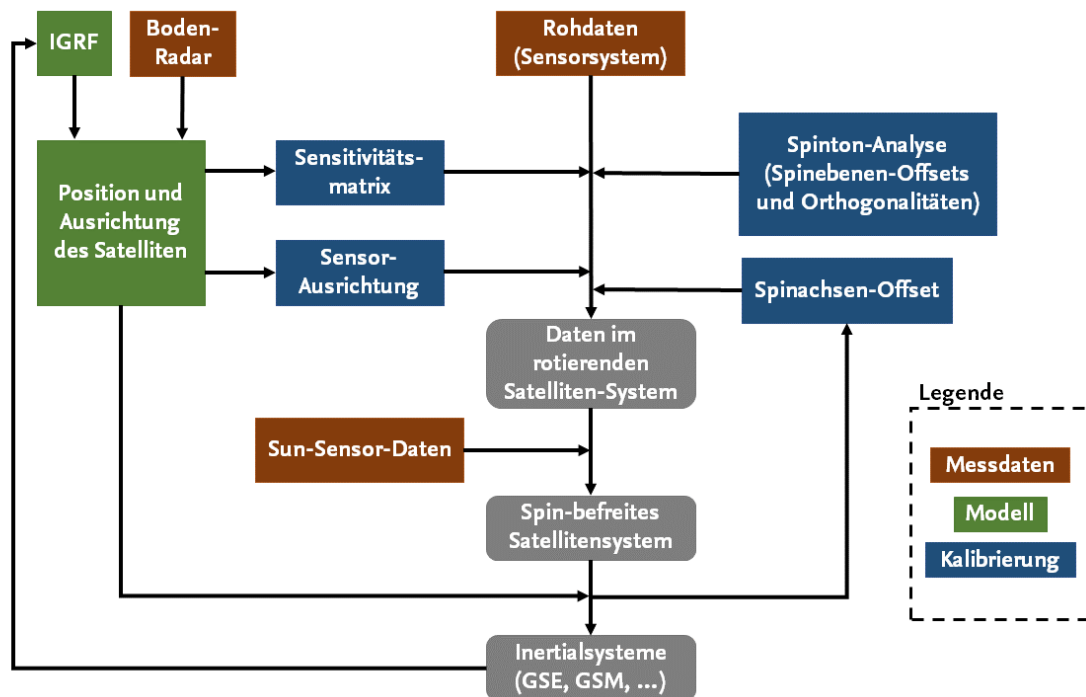


Abbildung 3.3: Schematischer Prozessablauf der FGM-Kalibrierung auf THEMIS.

Der Prozess der Kalibrierung auf den THEMIS-Satelliten ist in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt. Die vom Sensor und der Elektronik gelieferten Rohdaten werden anhand von Parametern für die Sensitivität des Sensors (engl.: *gain*) und der Sensor-Ausrichtung im Satellitensystem in ein orthogonales Sensor-Koordinatensystem transformiert. Notwendig zur Bestimmung dieser Parameter ist eine möglichst exakte Lage- und Orientierungsbestimmung der Sonde, die über Feldmodelle (International Geomagnetic Reference Field, IGRF) beziehungsweise Bodenradar von extern der Kalibrierung zugeführt werden (Auster et al. 2008). In einem zweiten Schritt werden über Optimierungsprozesse die Spinebenen-Offsets des Instrumentes und Schätzer für die Offsets der Spinachse bestimmt, bevor die Daten in physikalischen Einheiten im Satelliten-Koordinatensystem vorliegen. Mit Hilfe der Daten durch den Sun-Sensor² wird anschließend die Rotation in das stehende (spinbefreite) Koordinatensystem der Sonde vorgenommen. Nach diesem Schritt stehen vorläufig kalibrierte Daten für die wissenschaftliche Weiterverwendung zur Verfügung. Die finalen Datenprodukte entstehen durch eine iterativ durchgeführte Verbesserung der Spinachsen-Offsets mit den bereits kalibrierten Daten³.

Im Fall von FGM werden die Orthogonalitäten und Sensitivitäten, die Sensor-Ausrichtung, die Spinebenen-Offsets, die Spinachsen-Offsets, spinabhängige Off-

²Der Sun-Sensor ist im Wesentlichen eine Fotodiode, die während der Satellitenrotation bei Sichtkontakt mit der Sonne einen Ausschlag generiert.

³Im Fall der ARTEMIS-Sonden stehen aufgrund der Entfernung zur Erde keine starken Feldgradienten zur Orientierungsbestimmung der Satelliten zur Verfügung. Hier werden die Sun-Sensoren dazu genutzt, über den gesamten Mondorbit schrittweise die zwei notwendigen Orientierungswinkel zu ermitteln.

sets durch die Solarpaneele und nichtlineare Sprünge der Elektronik kontinuierlich am Boden kalibriert. Zur Erläuterung der Prozesse soll im Folgenden der Fokus auf die Bestimmung der Offsets gelegt werden. Es wird daher davon ausgegangen, dass die Kalibriermatrix bereits hinreichend bestimmt ist. Ein Überblick zu Möglichkeiten der Bestimmung einzelner Parameter der Kalibriermatrix ist in Kepko et al. (1996) gegeben. Die Magnetfelddaten sollen in drei Komponenten im rotierenden Koordinatensystem des Satelliten vorliegen (SSL). In diesem System rotiert die Sonde um ihre Z-Achse, die X- und Y-Komponenten liegen in der Spinebene. Zur vollständigen Beschreibung wird außerdem das nicht-rotierende Koordinatensystem des Satelliten benötigt (DSL). Durch gegenläufige Rotation des SSL-Systems um seine gegenwärtige Phasenlage entsteht ein System mit starren Achsenausrichtungen. Ziel ist die Bestimmung eines Offsetvektors im SSL-System, der als Parametersatz in den Kalibrierungsprozess einfließt:

$$\vec{O}^{\text{SSL}} = \begin{pmatrix} O_x \\ O_y \\ O_z \end{pmatrix}.$$

Offsetbestimmung der Spinebenen-Komponenten

Der Bestimmung der beiden Spinebenen-Komponenten des Offsetvektors O_x und O_y liegt im Wesentlichen ein Optimierungsproblem zugrunde. Die grundlegende Annahme dabei ist die, dass in einem ideal-orthogonalen System, das um seine Z-Achse rotiert, Signale der Rotationsfrequenz (der sogenannte Spinton) in den X- und Y-Komponenten des nicht-rotierenden Systems nicht auftreten dürfen. Die anschauliche Begründung dafür ist, dass ein rotierender Sensor in einem (nur langsam variierenden) Hintergrundfeld immer den gleichen Betrag in der Spinebene wahrnehmen muss. Diese Forderung lässt sich auf zwei unterschiedliche (mathematisch äquivalente) Weisen formulieren:

1. Ist die Orthogonalität des Koordinatensystems (SSL) gewährleistet, so dürfen jeweils in X- und Y-Komponente des spinbefreiten Koordinatensystems (DSL) keine durch den Spin induzierten Signalanteile verbleiben.
2. Ist die Orthogonalität des Koordinatensystems (SSL) gewährleistet, so darf in der XY-Komponente dieses Systems (SSL) kein durch den Spin induzierter Signalanteil verbleiben.

Während die erste Formulierung die auf den ersten Blick offensichtlichere ist, handelt es sich bei der zweiten um die praktisch effektiver umsetzbare Variante. Sie kann zeitsparender in einen automatischen Algorithmus eingearbeitet werden, da keine Koordinatentransformationen zwischen SSL und DSL notwendig sind.

Welchen Effekt bereits kleine Fehler in der Bestimmung der Spinebenen-Offsets haben, ist in Abbildung 3.4 anhand der X-Komponente des Magnetfelds veranschaulicht. Eine Verschiebung des Signals im SSL-Koordinatensystem um 1 nT bewirkt im spinbefreiten Koordinatensystem (DSL) einen spinresonanten Restanteil mit einer Amplitude von 1 nT. Gerade in Regionen mit niedriger Feldstärke, wie

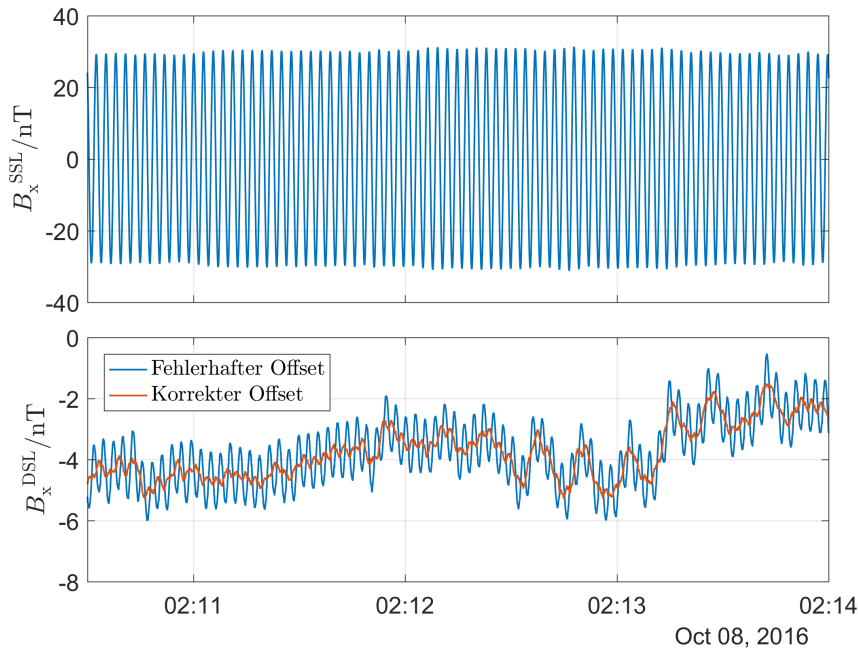


Abbildung 3.4: Oben: Beispielhafte Daten von THA am 08.10.2016. Dargestellt ist X-Komponente des Magnetfeldes im SSL-System. Unten: Der Datensatz nach Transformation in das nicht-rotierende System DSL. Der Vergleich der beiden Zeitreihen verdeutlicht den Einfluss eines fehlerhaften Spinebenen-Offsets von $\Delta O_x = 1$ nT (blau) gegenüber dem korrekt bestimmten Wert (orange).

etwa in der Nähe der Neutralschicht oder in lunaren Orbits, können die Verunreinigungen durch den Spinton die Größenordnung des gemessenen Feldes erreichen. Offsetverschiebungen, die ihre Ursache auf dem Raumfahrzeug haben (etwa Schließzustände von Steuerungsventilen), erreichen üblicherweise Stärken von bis zu 2 nT. Eine entsprechende Reaktion durch die dynamische Nachführung des Offsets ist damit absolut notwendig.

Das zuvor formulierte Optimierungsproblem (Punkt 2.) lässt sich lösen, in dem die spektrale Leistungsdichte des Betrags der XY-Komponente S_{XY} in einem gewählten Frequenzband $[f_1, f_2]$ in Abhängigkeit der Spinebenen-Offsets minimiert wird:

$$\min S_{XY} = \min \int_{f_1}^{f_2} |A_{XY}(f)|^2 df, \quad (3.2)$$

dabei ist $A_{XY}(f) = \mathcal{F}[B_{XY}(t)]$ die Fourier-Transformierte der XY-Komponente des gemessenen Magnetfelds $B(t)$ in einem Zeitintervall T :

$$\mathcal{F}[B_{XY}(t)] = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (\vec{B}(t) - \vec{O})_{XY} \exp(-2\pi f t) dt. \quad (3.3)$$

Die obigen Gleichungen werden mit Hilfe ihrer diskreten Entsprechungen in einem Frequenzintervall integriert, dass die Spinfrequenz des jeweiligen Satelliten eng einschließt. Über die Wahl der beiden Spinebenen-Offsets O_x und O_y kann somit eine Parameterkombination gefunden werden, die die optimale Lösung dar-

stellt. Bedingt durch die Endlichkeit der zeitlichen Abschnitte und durch Diskretisierungsfehler stellen diese Lösungen zwar nur Schätzer dar, die Genauigkeit der Parameter ist für die Anwendung allerdings mehr als ausreichend.

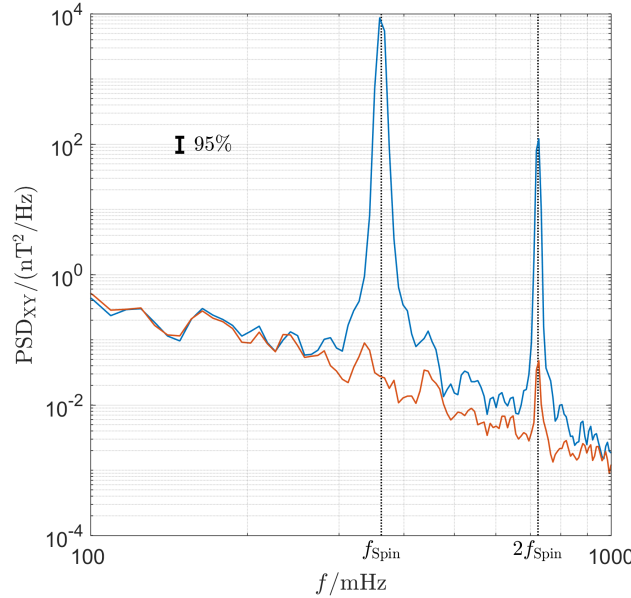


Abbildung 3.5: Spektraldichte der Daten vom 08.10.2016. Unkalibriert (blau) und kalibriert (orange) für die Spinebenenkomponente. Die Rotationsfrequenz f_{Spin} des Satelliten ist durch die vertikale gepunktete Linie markiert.

Abbildung 3.5 macht deutlich, welchen Grad der Verbesserung die Einstellung der Spinebenenoffsets auf die Qualität der Daten hat. Die Darstellung vergleicht die Leistungsdichtespektren der XY-Komponenten (SSL) für den Fall, dass *keine* Offset-Bestimmung durchgeführt wurde ($O_x = O_y = 0 \text{ nT}$) mit der Situation optimal bestimmter Werte. Die beiden Spektren unterscheiden sich in der Umgebung der Spinfrequenz um bis zu vier Größenordnungen. Umgerechnet entspricht das einer Störung in den Daten durch den Spin-Anteil mit einer Amplitude von ungefähr 10 nT . Tatsächlich liegen die real bestimmten Offsets für dieses Zeitintervall bei etwa $O_x = 3.5 \text{ nT}$ und $O_y = 15.4 \text{ nT}$ und haben daher einen erheblichen Einfluss auf die finalen Datenprodukte. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die laufende Offsetbestimmung für die fünf Satelliten in eine weitestgehend automatisierte Form gebracht. Die einzelnen Schritte dieser Kalibrierung wurden gebündelt und so zusammengefasst, dass der Operator vor allem für Ergebniskontrolle zuständig ist. Auf diese Weise kann eine Zeit- und Arbeitersparnis von mehreren Stunden pro Monat erreicht werden.

Neben der stark ausgeprägten Komponente durch die Rotationsfrequenz des Satelliten ist auch die Frequenz der 2. Harmonischen, $2f_{\text{Spin}}$, in den Spektren zu sehen. Zwar wird ihr Einfluss durch die Bestimmung der Spinebenen-Offsets stark reduziert, lässt sich jedoch nicht vollständig kompensieren. Das Vorhandensein der höheren Harmonischen der Spinkomponente lässt sich zum einen zurückführen auf eine nicht perfekte Bestimmung der Kalibriermatrix, also nicht-idealer Orthogonalität der Sensorachsen, sowie auf Anteile, die durch die variablen Ströme

der Solarpaneele induziert werden, während sich der Satellit dreht. Eine Möglichkeit insbesondere diese Störkomponenten zu beseitigen, ist die Modellierung eines Drehwinkel-abhängigen Offsets im Sensor-Koordinatensystem. Die Berechnung dieser Modelle wurde bis Ende des Jahres 2015 vom Institut für Weltraumforschung in Graz durchgeführt. Bedingt durch verschiedene Umstände ist dieser Schritt im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch ebenfalls nach Braunschweig umgezogen und neu implementiert worden. Die Vorgehensweise zur Bestimmung dieser Modelle soll jedoch an dieser Stelle nicht weiter thematisiert werden.

Offsetbestimmung der Spinachsen-Komponente

Die Bestimmung des Spinachsen-Offsets O_z auf rotierenden Satelliten ist aufgrund von fehlenden Referenzwerten in der Regel nicht durch einfache geometrische Annahmen oder Vergleiche möglich. Infolgedessen ist es notwendig, sich die Eigenschaften spezieller beobachtbarer Wellenphänomene in der Magnetosphäre zunutze zu machen⁴. Zum aktuellen Zeitpunkt werden auf den THEMIS-Satelliten zwei unterschiedliche Methoden zur Spinachsen-Offsetbestimmung eingesetzt:

1. Auf den Satelliten THB und THC: Kalibrierung anhand Alfvénischer Fluktuationen im Sonnenwind (Davis und Smith 1968, Hedgecock 1975, Leinweber et al. 2008).
2. Auf den Satelliten THA, THD und THE: Kalibrierung anhand von Mirror Moden in der Magnetosheath der Erde (Plaschke und Narita 2016, Frühauff et al. 2017b), im Folgenden PN-Methode genannt.

Die erste Methode ist eine seit vielen Jahren auf verschiedenen Missionen angewandte Variante zur Bestimmung von Magnetometer-Offsets auf Raumfahrzeugen im Sonnenwind. Die Grundannahme ist, dass der Sonnenwind Herberge für Fluktuationen vor allem alfvénischer Natur ist. Sie zeichnen sich dadurch aus, dass die Störungen transversal zum Hintergrundmagnetfeld liegen und daher keine Änderungen in der Amplitude des Felds verursachen (inkompressibel). Es handelt sich also um reine Rotationen des (interplanetaren) Feldes. Falsch bestimmte Offsets in den Daten führen damit unweigerlich zu künstlicher Verstärkung der Fluktuationen im Betrag des Magnetfelds $|\vec{B}|$.

Seit Beginn der Mission wird diese Methode auf den Satelliten THB und THC als Grundlage für die monatliche Bestimmung der Spinachsen-Offsets verwendet. Diese beiden Sonden sind orbitbedingt immer ausreichend lange dem Sonnenwind ausgesetzt, sodass eine kontinuierliche Kalibrierung gewährleistet werden kann.

Abbildung 3.2 kann entnommen werden, dass die Situation für die drei erdnahen Satelliten THA, THD und THE eine deutlich andere ist. Bedingt durch die geringere Apogäumsdistanz sind die drei Satelliten praktisch nie dem Sonnenwind direkt ausgesetzt (Frühauff et al. 2017b). In der Folge gab es in der Vergangenheit

⁴Eine andere Möglichkeit besteht in der Zuhilfenahme eines Elektronenstrahlinstruments, mithilfe dessen der Betrag des Hintergrundfeldes bestimmt werden kann (Georgescu et al. 2006, Plaschke et al. 2014). Im Gegensatz zu den Missionen CLUSTER und MMS besitzt THEMIS kein solches Instrument.

nur sehr selten Gelegenheit dazu, die Kalibrierung der Spinachse vorzunehmen. Tatsächlich wurde die Bestimmung nach 2012 aufgrund einer zu geringen Anzahl von Datenintervallen vollständig ausgesetzt.

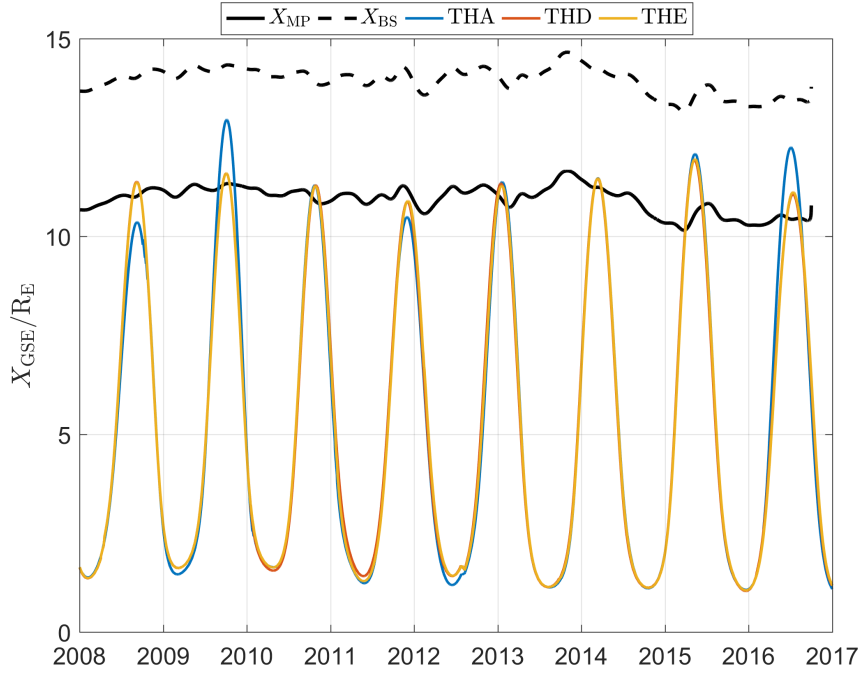


Abbildung 3.6: Subsolare Distanz (X_{GSE}) der erdinneren Satelliten über dem Verlauf der Mission. Die durchgezogene (gestrichelte) schwarze Linie markiert eine Abschätzung für die Magnetopausendistanz (Bugstoßwellen-Distanz) vor der Erde (Nabert et al. 2013) mit Hilfe von OMNI-Daten für den Sonnenwind.

Erst kürzlich wurde die zweite der oben genannten Methoden vorgeschlagen (Plaschke und Narita 2016). Die PN-Methode basiert auf der kompressiblen Natur von Mirror-Moden. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Richtung ihrer stärksten Variation, \vec{D} , in Richtung des Hintergrundfeldes \vec{B} liegt (Price et al. 1986, Tsurutani et al. 2011). Der Vektor \vec{D} kann unter Verwendung einer Hauptkomponentenanalyse (engl.: *principal component analysis*) bestimmt werden. Da bei dieser Analyse die Magnetfeldkomponenten um ihre Mittelwerte bereinigt werden, ist der Vektor \vec{D} , im Gegensatz zur Richtung des mittleren Magnetfelds, unabhängig vom Spinachsen-Offset. Unter der Annahme, dass die beiden Spinebenenoffsets bereits bestimmt wurden, ergibt sich ein Ausdruck für den Spinachsenoffset zu

$$O_z = -\frac{D_z}{D_{xy}} B_{xy} + B_z = B_{xy} (\tan \theta_B - \tan \theta_D), \quad (3.4)$$

mit

$$\begin{aligned} B_{xy} &= \sqrt{B_x^2 + B_y^2}, \\ D_{xy} &= \sqrt{D_x^2 + D_y^2}, \\ \theta_B &= \arctan(B_z/B_{xy}), \\ \theta_D &= \arctan(D_z/D_{xy}). \end{aligned}$$

Mirror-Moden werden vornehmlich an der Bugstoßwelle der Erde generiert und propagieren durch die Magnetosheath (Schwartz et al. 1996). Aus Abbildung 3.6 wird ersichtlich, dass die Wahrscheinlichkeit von Sheath-Durchflügen für THA, THD und THE signifikant höher ist als die von Sonnenwind-Intervallen. Die PN-Methode erscheint daher als adäquate Alternative für die Kalibrierung von Magnetometern auf erdnahen Satelliten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die PN-Methode für die Satelliten THA, THD und THE für die Bestimmung des Spinachsen-Offsets implementiert und rückwirkend auf die gesamte Mission angewandt. Die Verfügbarkeit von Daten in der Magnetosheath ermöglicht die Aktualisierung der Werte etwa ein Mal pro Missionsjahr. Nachfolgend sollen die Grundzüge der Methode skizziert werden. Eine detaillierte Beschreibung der Parameter und Kriterien ist in Plaschke und Narita (2016), Frühauff et al. (2017b), sowie Plaschke et al. (2017) zu finden.

1. Magnetosheath-Passagen werden mit Hilfe von Teilchendaten des ESA-Instruments auf THEMIS und Messwerten des Sonnenwinds auf dem OMNI-Datensatz identifiziert (Plaschke et al. 2013).
2. Die gefundenen Zeitintervalle werden in Abschnitte mit einer Länge von 3 min unterteilt. Für jeden dieser Abschnitte wird ein Schätzer für den Spinachsen-Offset O_{zi} und dessen Fehler ΔO_{zi} berechnet.
3. Für die statistische Berechnung eines finalen Schätzers werden nur die Subintervalle ausgewählt, in denen Mirror-Moden nach den Kriterien aus Price et al. (1986), Plaschke et al. (2014) und Schmid et al. (2014) identifiziert werden.
4. Für alle Schätzwerte innerhalb eines gewissen Zeitraums der Mission wird eine Verteilungsfunktion für den Spinachsen-Offset bestimmt. In die Berechnung mit einem Kerndichteschätzer (Parzen 1962, Botev et al. 2010) und einem Gaußkern gehen die Fehler der einzelnen Offsets als Messwert-Gewichte mit einer Standardabweichung σ ein:

$$w_i = \exp\left(\frac{-(\Delta O_{zi})^2}{2\sigma^2}\right).$$

Die Kerndichteschätzung ergibt sich nach

$$P(\tilde{O}_z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}Nh} \sum_i^N \frac{1}{w_i} \exp\left(-\frac{(\tilde{O}_z - O_{zi})^2}{2h^2}\right),$$

mit der Anzahl einzelner Beobachtungen N und der aus den Daten bestimmten Bandbreite h (z.B. Botev et al. (2010)).

5. Der finale Schätzer für den Spinachsen-Offset O_{zf} ist derjenige Wert, für den die Wahrscheinlichkeitsdichte maximal wird.

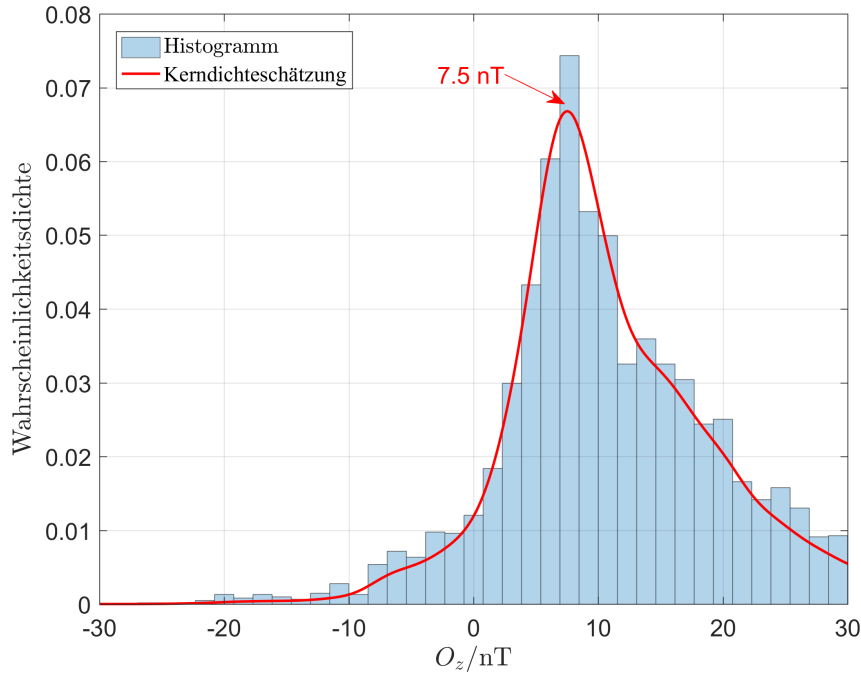


Abbildung 3.7: Kerndichteschätzung für eine Stichprobe von Spinachsen-Offset-Werten auf THA zwischen August und Oktober 2008. Das Maximum der Verteilung liegt bei $O_{zf} = 7.5 \text{ nT}$.

Zur Veranschaulichung ist eine solche Verteilungsfunktion in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Daten entstammen einem Intervall im Jahr 2008, in dem sich das Apogäum von THA auf der Tagseite der Erde befand. Zwar legt die Breite der Verteilung nahe, dass es keinen einzelnen und optimalen Offset für dieses Intervall gibt, die deutliche Ausprägung des Maximums rechtfertigt jedoch die Auswahl eines *mittleren* Spinachsen-Offsets für die gezeigten Daten.

Qualität der Datenprodukte

Abbildung 3.8 gibt einen Überblick über die zeitliche Entwicklung der Spinebenen- und Spinachsen-Offsets aller fünf Sonden. Orbitveränderungen, verschiedene Arbeitsmodi und die langsame Degradierung des Instruments bedingen eine mehr oder weniger starke Parameterdrift, die durch die Wahl der Offsets in der Kalibrierung kompensiert werden muss. Die unterschiedlichen Herangehensweisen zur Bestimmung der Offsets auf der einen, die unterschiedliche Verfügbarkeit von Daten auf der anderen Seite haben verschiedene Werte für die absoluten Genauigkeiten der Komponenten der Magnetfelddaten zur Folge. Im Fall der Spinebenen-Komponenten B_X^{DSL} und B_Y^{DSL} kann von einer Genauigkeit der Daten im Rahmen

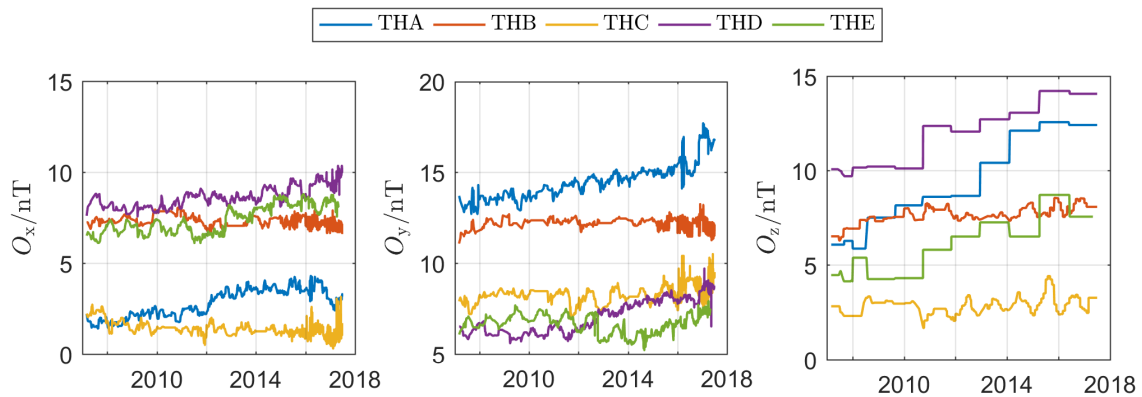


Abbildung 3.8: Globale Entwicklung der Spinebenen-Offsets und Spinachsen-Offsets (rechts) auf allen fünf Satelliten.

von etwa 0.1 bis 0.2 nT ausgegangen werden. Für die Spinachsen-Komponente Z_{DSL} hingegen ist schlimmstenfalls davon auszugehen, dass die Genauigkeit um eine Größenordnung schlechter ist. Als Faustregel soll daher von einem durchschnittlichen Fehler von 1 nT ausgegangen werden. Dadurch, dass die Spinachse der Satelliten ungefähr in Richtung der Flächennormalen der Sonne-Erde-Ekliptik liegt, lassen sich diese Unsicherheiten direkt auf das GSE-Koordinatensystem übertragen.

Für diese Arbeit spielen die absoluten Fehler über längere Zeiträume in der Regel eine untergeordnete Rolle. Häufig sind nicht die absoluten Feldwerte, sondern relative Änderungen des Magnetfeldes von besonderem Interesse. Die Anpassungen der Spinachsen-Offsets sind dementsprechend für kurzlebige Phänomene von untergeordneter Funktion.

3.3 Unterstützende Beobachtungen

Neben THEMIS als Primärdatenquelle sind für einige Untersuchungen (und auch für die Kalibrierung der Magnetometeroffsets) zusätzliche Informationen notwendig, die die zeitabhängigen Eigenschaften des ungestörten Sonnenwindes und die magnetosphärische Aktivität der Erde bemaßen.

OMNI-Sonnenwinddaten

Mit dem OMNI-Datensatz⁵ stellt die Space Physics Data Facility (SPDF) an NASAs Goddard Space Flight Center (GSFC) die Verschmelzung der Sonnenwindbeobachtungen der vier Satellitenmissionen ACE, IMP-8, Wind und Geotail zur Verfügung. Während im OMNI2-Teildatensatz stündliche Mittelwerte verschiedener Sonnenwindparameter seit 1963 bereitstehen (King und Papitashvili 2005), ist aufgrund

⁵Die tatsächliche Bedeutung dieses Akronymes ist leider unbekannt. Vermutlich hat dieser Name seine Herkunft schlicht im lateinischen Präfix „omni-“, zu deutsch „alles“ oder, sinngemäß, „viele“.

der höheren zeitlichen Auflösung von 1 min oder 5 min an dieser Stelle vor allem der OMNI-HRO-Datensatz von Interesse.

Die unterschiedlichen Datenquellen messen den ungestörten Sonnenwind an verschiedenen Positionen vor der Bugstoßwelle der Erde. Um die Wechselwirkung der Sonnenvariationen mit der Erdmagnetosphäre zu untersuchen und die verschiedenen Satellitenmessungen zu vereinigen, ist es wünschenswert und notwendig, die Messungen an einen gemeinsamen Punkt nahe vor der Erde zu verschieben. Als solcher Punkt ist der subsolare Punkt der Bugstoßwelle der Erde gewählt, also etwa $13 R_E$ vor der Erde. Die zeitliche Verschiebung der Datensätze beruht auf der Annahme, dass die Sonnenwindvariationen sich auf Phasenfronten bewegen, die sich mit Sonnenwindgeschwindigkeit \vec{v}_{SW} , fortbewegen. Diese Phasenfronten sollen zudem eben sein und keine Relativgeschwindigkeit zum Sonnenwind besitzen.

Unter diesen Voraussetzungen lässt sich die zeitliche Verschiebung der Daten Δt berechnen als

$$\Delta t = \frac{\vec{n} \cdot (\vec{r}_{S/C} - \vec{r}_{BS})}{\vec{n} \cdot \vec{v}_{SW}}. \quad (3.5)$$

Dabei beschreibt $\vec{r}_{S/C}$ die Position des Satelliten, \vec{n} die gegenwärtige Flächennormale der Phasenfront und \vec{r}_{BS} die Zielposition der Verschiebung (Bugstoßwelle). Diese Position wird für die Bereitstellung der OMNI-Daten aus einem Modell für die Bugstoßwellendistanz an der Erde (Farris und Russell 1994) und der dafür notwendigen Magnetopausenposition (Shue et al. 1997) ermittelt.

Die Flächennormalen \vec{n} werden über kurzzeitige Berechnungen verschiedener Varianten der Minimum-Varianz-Analyse (MVA) ermittelt (siehe z.B. Sonnerup und Scheible (1998) und Weimer et al. (2003)). Die zeitliche Verschiebung berücksichtigt außerdem die Aberration des Sonnenwinds durch die Bahngeschwindigkeit der Erde um die Sonne mit 30 km/s.

Die Verwendung verschiedener Datenquellen macht eine Beurteilung der Genauigkeit der Datenprodukte schwierig. Tatsächlich lässt sich in erster Linie durch Kreuzkorrelationen zwischen den Satelliten die Übereinstimmungen der Messungen evaluieren. Konservativ kann davon ausgegangen werden, dass der OMNI-HRO für die Sonnenwindvariationen mit einer Unsicherheit von bis zu 10 % behaftet ist. Eine detaillierte Beschreibung der Methoden und Einzeldatensätze lässt sich unter <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/html/HROdocum.html> abrufen.

Der OMNI-Datensatz stellt neben Sonnenwindparametern wie Magnetfeld, Geschwindigkeit, Protonendichte und -Temperatur auch Daten des World Data Center in Kyoto zur Verfügung. Die dort zusammengeführten Indizes sind im folgenden Abschnitt näher beschrieben.

WDC-Daten für die magnetosphärische Aktivität

Das World Data Center (WDC) für Geomagnetismus in Kyoto stellt seit vielen Jahren den Auroral Electrojet-Index (AE) zur wissenschaftlichen Verwendung zur Verfügung. Der AE-Index stellt ein qualitatives Maß für die magnetische Aktivität in der Polarlichtzone dar. Diese Aktivität wird unter anderem von Strömen in der Ionosphäre getragen, die sowohl in als auch unter dem Auroraoval fließen.

Die Idee dieser Größe wurde erstmals von Davis und Sugiura (1966) vorgeschlagen. Die Berechnung erfolgt unter Zuhilfenahme von aktuell 12 Bodenstationsmagnetometern in hohen Breitengraden ($61.7^\circ - 70.0^\circ$) der nördlichen Hemisphäre, die weit über die Lokalzeit verteilt sind. Die Zeitreihen der gemessenen Horizontal-Komponente (H) aller Stationen werden genutzt, um eine obere und eine untere Einhüllende aller Daten zu definieren. Diese Einhüllenden sind bekannt als AU- (engl.: *amplitude upper*) und AL- (engl.: *amplitude lower*) Indizes. Der AE-Index bestimmt sich schlicht über die Differenz von AU und AL und beschreibt damit die Abweichung der H-Komponente vom Ruheniveau (Tomita et al. 2011).

Da negative Exkursionen der H-Komponente (AL) bedeuten, dass die betreffende Station einem westwärts fließenden ionosphärischen Strom ausgesetzt ist, messen AL und AU die Stärke der Ost- und West-Elektrojets. Der AE-Index beschreibt daher die resultierende Stärke beider Jets.

Hervorgerufen durch Sturm- und Teilsturmaktivität in der Magnetosphäre korreliert der AE-Index sehr stark mit der globalen magnetosphärischen Aktivität (Davis und Sugiura 1966). Typischerweise werden Werte von > 100 nT als magnetosphärisch *aktiv* bezeichnet.

Neben dem AE-Index existieren einige andere Methoden, die Teilsturmaktivität zu bemaßen, darunter der DST-Index (engl.: *disturbance storm time*), der die Stärke des Ringstroms der Erde widerspiegelt, und Versuche, den AE-Index durch das SuperMAG-Netzwerk auf mehr als nur 12 Stationen zu begründen (Newell und Gjerloev 2011). Für die Studien in dieser Arbeit hat sich der AE-Index jedoch als ausreichendes Maß zur Beurteilung der magnetosphärischen Aktivität erwiesen (siehe auch Frühauff und Glassmeier (2016) und Frühauff et al. (2017a)). In Folge der groben Definition dieser Größe bedarf es an dieser Stelle auch keiner Fehlerbetrachtung. Der AE-Index dient in der Regel als Maß zur Abschätzung; Abweichungen von einigen Nanotesla haben auf die statistischen Ergebnisse keinerlei Einfluss.

Tsyganenko-Feldmodell und IGRF-12

Die Einordnung bestimmter Strukturen in einen globalen (magnetosphärischen) Kontext erfordert Kenntnis über die Magnetfeldtopologie des Erdmagnetschweifs zum Zeitpunkt der Beobachtung. Die Schließung dieser Wissenslücke soll in dieser Arbeit über die Kombination eines Modells für das interne Hauptmagnetfeld der Erde und einem Modell für die externen Beiträge zum Erdmagnetosphärenfeld erfolgen.

Das International Geomagnetic Reference Field (IGRF-12) in der 12. Generation bildet die aktuellste mathematische Standardbeschreibung des internen Erdmagnetfeldes und basiert auf den Formulierungen von Gauß (Gauss 1877, Glassmeier und Tsurutani 2014). Danach lassen sich die internen Feldanteile in den quellfreien Regionen des Feldes als Skalarpotential V beschreiben, das als Reihenent-

wicklung folgendermaßen dargestellt werden kann (Thébault et al. 2015):

$$V(r, \theta, \phi, t) = R_E \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(\frac{R_E}{r} \right)^{n+1} [g_n^m(t) \cos(m\phi) + h_n^m(t) \sin(m\phi) P_n^m(\cos \theta)], \quad (3.6)$$

mit dem radialen Abstand zur Erde r , der geozentrischen Ko-Breite θ , der östlichen Länge ϕ und der Zeit t . Die Terme P_n^m stellen zugeordnete Legendrefunktionen der entsprechenden Ordnungen dar. Auf Basis dieser Darstellung lassen sich die kartesischen Feldkomponenten gewinnen als

$$B_x^{IGRF} = \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta}, \quad (3.7)$$

$$B_y^{IGRF} = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi}, \quad (3.8)$$

$$B_z^{IGRF} = \frac{\partial V}{\partial r}. \quad (3.9)$$

Die eigentliche Darstellung des Feldes wird über eine zeitabhängige Anpassung einer Vielzahl von Satellitenbeobachtungen und Bodenstationen während der vergangenen 40 Jahre vorgenommen. Die daraus resultierenden Gauß-Koeffizienten g_n^m und h_n^m werden in einem Turnus von fünf Jahren publiziert. Das IGRF-12 umfasst die Koeffizienten bis zu einer Ordnung von $N = 13$ und kann als Repräsentation des internen Hauptmagnetfeldes in den Jahren 1900 bis 2020 herangezogen werden.

Als Modell zur Darstellung der externen Feldbeiträge wird das Tsyganenko-Modell in der Generation 1996 (TS96) verwendet. Es stellt eine empirische Anpassung eines Modellfeldes an die Beobachtungen einer ganzen Reihe von Satellitenmissionen (IMP, HEOS, ISEE, Polar, Geotail, GOES, etc.) dar und repräsentiert damit die Anteile am magnetosphärischen Magnetfeld, die durch den Ringstrom, den Neutralschichtstrom, Magnetopausenströme und feldparallele Ströme hervorgerufen werden (Tsyganenko 1989, 1995, Tsyganenko und Stern 1996). Nach dem TS96-Modell sind noch zwei Nachfolge-Generationen des Tsyganenko-Modells veröffentlicht worden, die Verfeinerungen in der Beschreibung der inneren Magnetosphäre und der Zustände während magnetischer Teilstürme beinhalten. Aufgrund der dadurch zusätzlich auftretenden Eingangsparameter beschränkt sich diese Arbeit auf die Verwendung des TS96-Modells. Die Berechnung beruft sich auf Sonnenwindeigenschaften, wie dem dynamischen Druck und der Feldstärke im interplanetaren Medium. Diese Parameter können aus den beschriebenen OMNI-Datensätzen extrahiert werden.

Die Kombination des IGRF-12 für das interne Feld und das TS96-Modell für die externen Beiträge wird als ausreichende Repräsentation der Schweifmagnetfeld-topologie in dieser Arbeit angesehen. Das resultierende (Hintergrund)Magnetfeld wird als \vec{B}_{96} gekennzeichnet. Dieses Feld dient in erster Linie dazu, die beobachteten Strukturen in einen magnetosphärischen Kontext zu bringen und in ein Koordinatensystem zu transformieren, das die innere Symmetrie der Dipolarisierungsfronten widerspiegelt. Auf diese Weise lassen sich die Satellitenbeobachtungen anschaulich mit den simulierten Phänomenen vergleichen.

4 Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes

Das nachfolgende Kapitel stellt eine Zusammenstellung zu wichtigen beobachteten Eigenschaften und Modellvorstellungen von Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes dar. Zwar soll der Schwerpunkt auf der Beschreibung von Dipolarisierungsfronten liegen, jedoch macht die hohe Ähnlichkeit der beiden Phänomene eine unmittelbare Unterscheidung nicht immer leicht. Diese Ähnlichkeiten und die feinen Unterschiede motivieren an dieser Stelle die Vorstellung der Schlüsselkriterien beider Prozesse des Erdmagnetschweifs. In diesem und in den Folgekapiteln wird, in Anlehnung an die englischsprachige Literatur, zunehmend von sogenannten *Events* die Rede sein. Im Allgemeinen soll damit das Auftreten eines spezifischen Phänomens gemeint sein, im Speziellen unter Umständen auch der genaue Zeitpunkt des Eintretens dessen. In jedem Fall wird der Kontext die jeweilige Intention verdeutlichen.

4.1 Dipolarisierungsfronten

Die Dipolarisierungsfront bezeichnet grundsätzlich eine Struktur, die das Magnetfeld des Schweifs seiner ungestörten und damit dipolähnlichen Struktur näherbringt, indem es „aufgerichtet“ wird. Großskalige Dipolarisierungen treten immer dann auf, wenn sich während eines Teilsturms ein Plasmoid auslöst und das gestreckte Feld in Richtung Erde relaxiert. Die Dipolarisierungsfront ist jedoch häufig ein Phänomen auf kleineren Skalen, das die globale Schweifstruktur nur unwesentlich beeinflusst. Es ist allgemein anerkannt, dass sie sich in der (inneren) Plasmaschicht als Beiprodukt von Fast Flows und Bursty Bulk Flows ausbilden (Sergeev et al. 1996, Runov et al. 2014, Frühauff und Glassmeier 2016). Nach dem Modell der Plasma Bubbles (Chen und Wolf 1993, Wolf et al. 2009) bildet sich an einer X-Linie im Schweif eine Blase, die in Richtung Erde transportiert wird. Da das darin enthaltene Plasma nicht dieselben Eigenschaften hat wie das Plasma der erdnahen Plasmaschicht (Vogiatis et al. 2015), muss sich (im idealisierten Bild unendlicher Leitfähigkeit) eine Grenzschicht zwischen den beiden Plasmapopulationen ausbilden. Diese Grenzschicht ist die Dipolarisierungsfront (Nakamura et al. 2002, Runov et al. 2009). Man kann sich diese Konstellation sehr leicht als eine Art „Mini-Magnetopause“ der Umströmungsregion Plasma-Bubble und Plasmaschicht-„Wind“ vorstellen (siehe Abbildung 4.1, oben). Ähnlich wie an der Magnetopause bildet sich aufgrund der unterschiedlichen Magnetfeldstärken

und -ausrichtungen von Blase und Plasmaschicht in der Dipolarisierungsfront eine Stromschicht aus. Gleichzeitig bewirkt die Kompression des Plasmas vor der propagierenden Struktur einen zusätzlichen Beitrag durch einen diamagnetischen Strom ($\propto \vec{B} \cdot (\nabla \vec{B})$). Die beiden Anteile wirken im Wesentlichen in Y_{GSM} -Richtung und bedingen die charakteristische B_z -Signatur der Dipolarisierungsfronten (Runov et al. 2009, 2014), also einen \mp -Durchgang, wenn die Struktur einen Satelliten passiert.

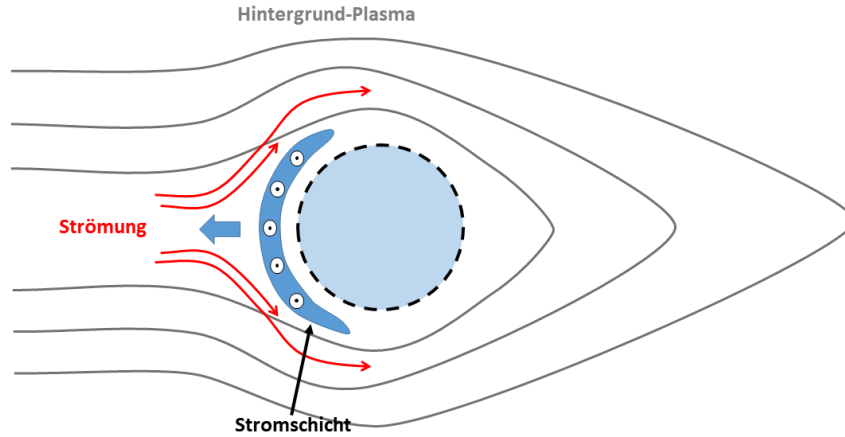


Abbildung 4.1: Schematische Modellvorstellung der Ausbildung einer Dipolarisierungsfront.

Während der Fast Flow selbst eine Ausdehnung in radialer Richtung von etwa $3 R_E$ hat, besitzt die Dipolarisierungsfront typischerweise nur eine Dicke in der Größenordnung des (thermischen) Ionengyroradius ($\propto \sqrt{T_i}/B$) zwischen wenigen hundert und selten tausend Kilometern (Nakamura et al. 2002, Runov et al. 2009, Liu et al. 2013). In Y -Richtung beträgt die Ausdehnung zuweilen ebenfalls wenige Erdradien (Nakamura et al. 2002). Das Zusammenspiel der Ausdehnung der Front und typischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von wenigen hundert Kilometern (Nakamura et al. 2002, Schmid et al. 2011, Frühauff und Glassmeier 2016) bedingen die kurze zeitliche Ausdehnung der B_z -Signatur von in der Regel nur wenigen Sekunden.

Die propagierende Front bewegt sich, angetrieben durch die magnetische Spannung, die an der X-Linie aufgebaut wurde, so lange in Richtung Erde, bis der Gesamtdruck der Interaktionsregion nahe der Erde diese Bewegung kompensieren kann. Diese Region wird als *Flow Braking Region* bezeichnet und befindet sich bei $-9 R_E$ bis $-8 R_E$ vor der Erde (Shiokawa et al. 1997, Wolf et al. 2009, Runov et al. 2014).

Dipolarisierungsfronten propagieren über viele Erdradien hinweg durch die Plasmaschicht, weisen jedoch innere charakteristische Längen auf, die an die Grenzen der magnetohydrodynamischen Beschreibung reichen. Aus diesem Grund werden sie häufig als (Tangential)Diskontinuitäten beschrieben (Liu et al. 2013, Runov et al. 2011). Diese Interpretation macht über die Messung des Magnetfeldes beim Durchgang durch die Diskontinuität eine Bestimmung eines Flächennormalenvektors \vec{n}_{DF} dieser Grenzschicht möglich. Diese Analyse wird typischerweise mit

Hilfe der Minimum-Varianz-Analyse durchgeführt. Liu et al. (2013) haben jedoch gezeigt, dass auch zuverlässige Ergebnisse über

$$\vec{n}_{\text{DF}} = \vec{B}_{\text{in}} \times \vec{B}_{\text{out}} \quad (4.1)$$

bestimmt werden können. Dabei bilden die beiden Vektoren die Magnetfeldrichtungen während der beiden Maximalausschläge der B_z -Signatur. Diese Variante ist vor allem dann anwendbar, wenn der von den beiden Vektoren eingeschlossene Winkel groß genug ist, d.h. zum Beispiel größer als 90° . Da dies nicht immer der Fall ist, wird in dieser Arbeit vorwiegend auf die Minimum-Varianz-Methode zurückgegriffen. Dort lässt sich die Güte der bestimmten Richtungen anhand der Eigenwertverhältnisse bewerten.

Die Bestimmung der Flächennormalen lässt mit Hilfe gleichzeitiger Messung durch mehrere Satelliten Aussagen über die grundlegende Form der Strukturen zu. Die Modellvorschläge von Sergeev et al. (1996), Liu et al. (2013), Huang et al. (2015) konnten dadurch im Mittel bestätigt werden: Abbildung 4.2 skizziert die Form von Dipolarisierungsfronten in den Schnittebenen XY und XZ. Geht man davon aus, dass das Zentrum der Struktur im Wesentlichen durch die Neutralschicht gebildet wird, so bedingt die Zunahme der Alfvéngeschwindigkeit abseits der Neutralschicht die konvexe Form der Stromschicht in der XZ-Ebene (Krauss-Varban und Karimabadi 2003). Zu dieser Vermutung gibt es jedoch bisher nur wenige Studien. Die gekrümmte Form der Stromschicht in der XY-Ebene wurde von Yao et al. (2015) als sogenannte *banana current* identifiziert (Liemohn et al. 2013) und konnte in THEMIS-Beobachtungen bestätigt werden.

Lu et al. (2016) identifizierten mit Hilfe von THEMIS-Analysen und Particle-In-Cell-Simulationen einen zusätzlichen Beitrag zum Stromsystem, der durch Reflexion von Ionen am Magnetfeldprofil der Dipolarisierungsfront hervorgerufen wird (ähnlich eines Chapman-Ferraro-Stroms an der Magnetopause). Dieser Beitrag sorgt für eine Reduzierung der Gesamtstromdichte unmittelbar vor der Front selbst.

Das wesentlichste Kriterium zur Identifikation von Dipolarisierungsfronten ist das (asymmetrische) Dipolprofil in der B_z -Komponente des Magnetfelds, das nur wenige Sekunden andauert. Es gibt jedoch noch weitere Schlüsseigenschaften, die zur Detektion und zur Analyse herangezogen werden können. Die wichtigsten belegten Eigenschaften sind in der nachfolgenden Auflistung zusammengefasst:

- Die Z_{GSM} -Komponente ist geprägt durch einen raschen \mp -Durchgang (wenige Sekunden) über mehrere Nanotesla. Diese Zeitskala liegt in der Größenordnung der Ionen-Gyrationszeit. Der Durchgang ist in der Regel asymmetrisch; die negative Exkursion von geringerer Amplitude als die positive (Sergeev et al. 1996, Runov et al. 2009, Schmid et al. 2011, Liu et al. 2013).
- Als Vorläufer eines Fast Flows folgt der Dipolarisierungsfront in der Regel ein Abfall in der Plasmadichte (Chen und Wolf 1993, Runov et al. 2011, Liu et al. 2013, Frühauff und Glassmeier 2016).
- Typische Beobachtungsregionen sind im erdnahen Magnetschweif zwischen -25 und $-10 R_E$ (Schmid et al. 2011, Liu et al. 2013).

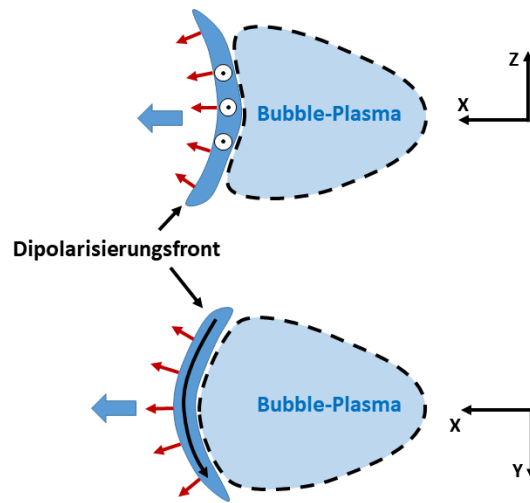


Abbildung 4.2: Modellvorstellung der Form von Dipolarisierungsfronten in der XZ-Ebene (oben) und XY-Ebene (unten), nach Liu et al. (2013) und Huang et al. (2015). Symbole in der Schicht kennzeichnen die Stromrichtung, die roten Pfeile deuten die Flächennormalen an.

- Der Dipolarisierungsfront geht häufig eine Kompression des Plasmas voraus (Ohtani et al. 2004).
- Dipolarisierungsfronten sind Tangentialdiskontinuitäten mit Schichtdicken von wenigen hundert bis tausend Kilometern und breiten sich mit Geschwindigkeiten von wenigen hundert Kilometern pro Sekunde aus (Sergeev et al. 1996, Runov et al. 2009, Nakamura et al. 2002).
- Die Form von Dipolarisierungsfronten ist konvex in der XY-Ebene und konkav in der XZ-Ebene (Sergeev et al. 1996, Liu et al. 2013, Huang et al. 2015).
- Die Dauer der B_z -Signatur ist tendenziell proportional zur umgebenden Plasmasgeschwindigkeit (Schmid et al. 2011).
- Diamagnetischer Strom und Dichtegradient bedingen einen theoretischen Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Teilchendichte $\partial_t B_z \propto \partial_t n$ (Runov et al. 2011).
- Das Stromsystem von Dipolarisierungsfronten liegt im Wesentlichen in $+Y_{\text{GSM}}$ -Richtung (Runov et al. 2011, Liu et al. 2013, Yao et al. 2015). Vor der Front existiert eine reduzierte Stromdichte (Lu et al. 2016).

Liu et al. (2013) haben eine Datenbank von mehreren tausend Events in den THEMIS-Daten gefundenen Ereignissen produziert. Bevor in dieser Arbeit eigene Identifizierungskriterien formuliert werden, sollen die Ergebnisse von Liu et al. (2013) zur Veranschaulichung der generellen Eigenschaften von Dipolarisierungsfronten dienen. Diese Ergebnisse sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Die statistische Auswertung erfolgte mit Hilfe der Superpositionsanalyse (engl., *superposed epoch*

analysis, SPE) (Chree 1913). Bei dieser Methode werden die Zeitreihen verschiedener Beobachtungen von ähnlichen Events zu gleichen Zeitpunkten gemittelt. Besitzen diese Zeitreihen typische, gemeinsame Signaturen, so bilden diese sich als mittlere Profile im Ergebnis ab. Die SPE ist eine gängige Methode in der Geophysik und wird häufig auch in astrophysikalischen Gebieten eingesetzt (Goetz et al. 2016, Frühauff und Glassmeier 2016).

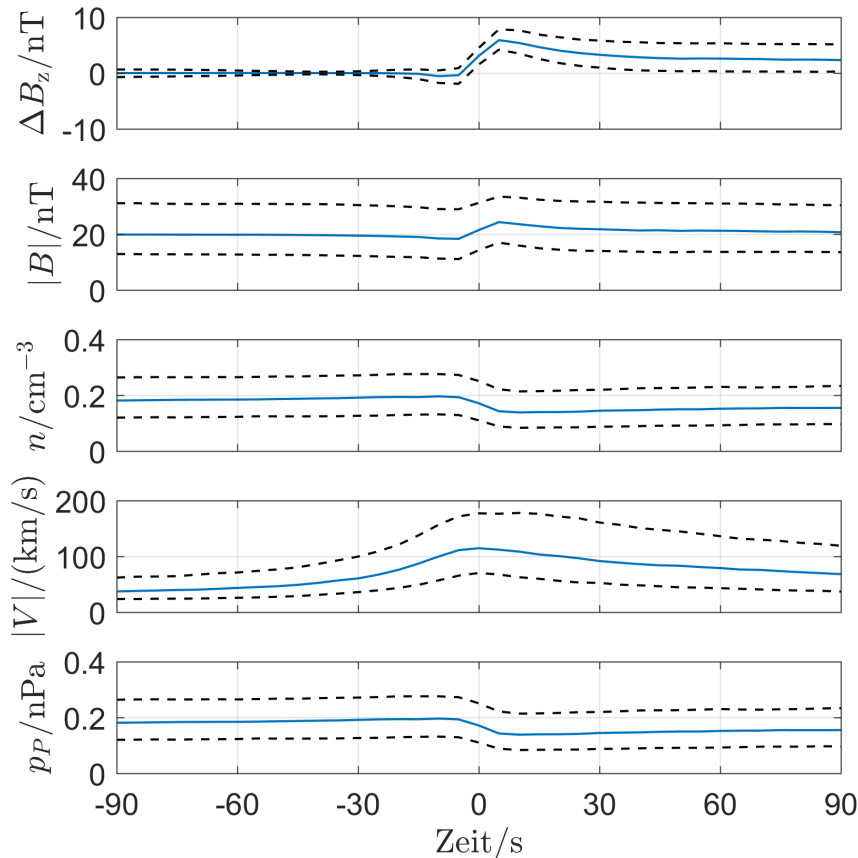


Abbildung 4.3: Superpositionsanalyse der Events aus Liu et al. (2013), erstellt anhand von Feld- und Plasmamessungen für die dort gefundenen Dipolarisierungsfronten. Die durchgezogenen Linien kennzeichnen die Medianwerte der Plasma-Größen. Gestrichelte Linien geben die oberen und unteren Quartile wieder.

Die (qualitativen) Ergebnisse dieser Abbildung sollen im späteren Verlauf zum Vergleich mit den eigenen Ereignissen herangezogen werden. Bevor die dafür notwendigen Kriterien explizit formuliert werden, soll jedoch ein weiteres Phänomen skizziert werden, dessen Eigenschaften denen von Dipolarisierungsfronten sehr nahe kommt: Flux Ropes. Auch wenn sich Suche und Analyse in dieser Arbeit vorwiegend auf Dipolarisierungsfronten konzentrieren, so zeigt sich in späteren Kapiteln, dass die Abgrenzungen zwischen diesen beiden Schweiftransienten sehr fließend zu sein scheinen. Aus diesem Grund werden die charakteristischen Eigenschaften im Folgenden kurz skizziert.

4.2 Flux Ropes

Flux Ropes wurden schon früh als durch Rekonnexion ausgelöste Phänomene erkannt, die vor allem im mittleren Magnetschweif bis $-30 R_E$ auftreten (Siscoe et al. 1984). Die ersten Definitionen bezogen sich auf eine Süd-Nord-Drehung (oder Nord-Süd-Drehung) des Magnetfeldes in der Nähe einer schnellen Hintergrundplasmabewegung und wurden in Zusammenhang mit sogenannten Flux-Transfer-Events an der Magnetopause gebracht (Russell und Elphic 1979). Den Unterschied zu Dipolarisierungsfronten (die als eigenständiges Phänomen noch nicht eingeführt waren) bildete vor allem die Feststellung, dass einige Plasmoide/Bubbles in ihrem Zentrum eine ausgeprägte B_y -Komponente aufwiesen.

Slavin et al. (2003) fassten die Entstehung dieser Transienten im Multiple-X-line-Modell zusammen (siehe Abbildung 4.4, oben). Dabei nimmt man an, dass Rekonnexion zeitgleich an mehreren X-Linien auftritt, sodass sich in den Zwischenbereichen geschlossene Magnetfeldschleifen (engl.: *loops*) ausbilden. Die eigentliche Plasmabewegung wird durch eine dominierende X-Linie realisiert, die den Schweif auftrennt und die Regionen separiert. Die Strukturen, die in die beiden Richtung propagieren, haben dann (magnetisch) unterschiedliche Polaritäten.

Die Anwesenheit einer endlichen B_y -Hintergrundfeldkomponente formt aus den geschlossenen Schleifen helikale Strukturen (Abbildung 4.4, unten). Die Ausbildung dieser Flux Ropes konnte sowohl in Simulationen als auch Beobachtungen bestätigt werden (Hughes und Sibeck 1987, Birn et al. 1989). In ihrer Ausdehnung ähneln sie mit $1 - 2 R_E$ stark den Dipolarisierungsfronten im nahen Erdmagnetschweif.

Die Modellierung von Flux Ropes wurde durch verschiedene Modelle erprobt. Das am häufigsten angewandte empirische Modell ist das *Force-Free*-Modell von Lepping et al. (1995) und Smith et al. (2017). Es nimmt an, dass die unmittelbare Plasmaumgebung des Flux Ropes kräftefrei in der Form

$$\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B} \quad (4.2)$$

ist. Dabei ist der Faktor α näherungsweise als konstant anzunehmen (Burlaga 1988). Mit $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ folgt unmittelbar

$$\nabla^2 \vec{B} = -\alpha^2 \vec{B}. \quad (4.3)$$

Für diese Gleichung wurden von (Lundquist 1950) Lösungen in zylindrischen Koordinaten gefunden:

$$B_{\text{axial}} = B_0 J_0(\alpha R), \quad (4.4)$$

$$B_{\text{tangential}} = B_0 H J_1(\alpha R), \quad (4.5)$$

$$B_{\text{radial}} = 0. \quad (4.6)$$

Die Terme J_0 und J_1 bilden die Bessel-Funktionen nullter und erster Ordnung, B_0 bezeichnet die Feldstärke im Zentrum der Struktur, H die Richtung der Helizität und R den Abstand zum Zentrum. Die obigen Gleichungen definieren ein Flux Rope, dessen Feldlinien sich um seine axiale Ausrichtung winden. Mit abnehmender

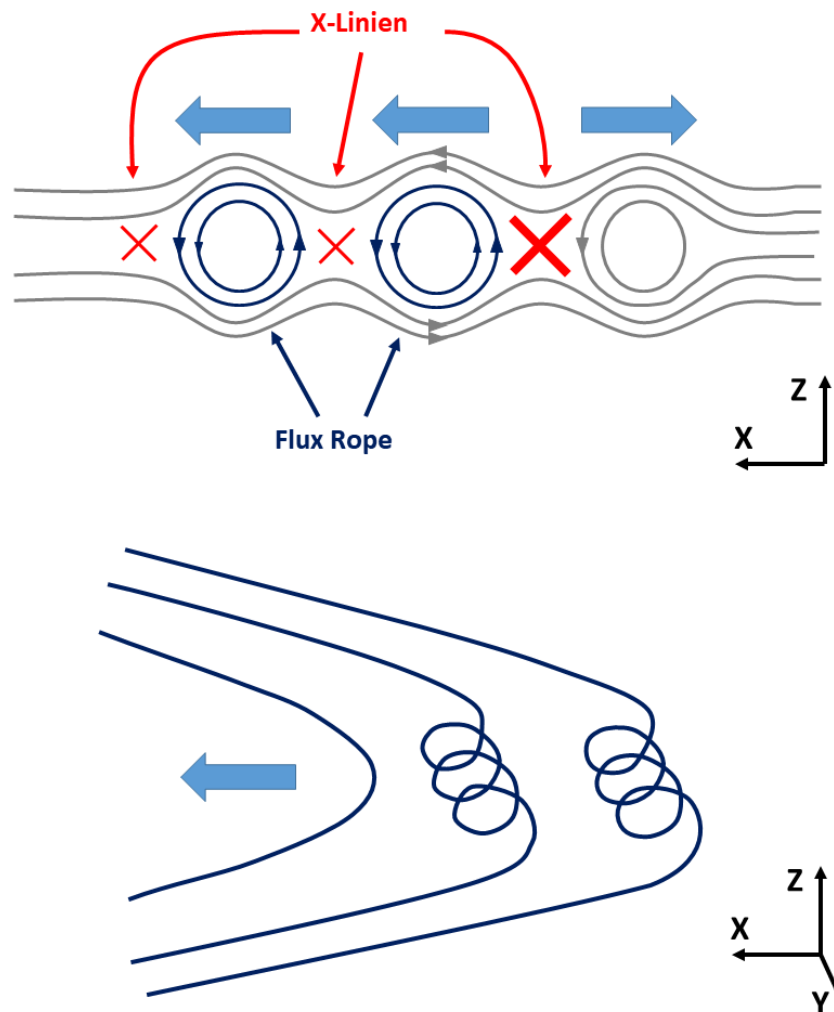


Abbildung 4.4: Schematische Modellvorstellung der Ausbildung des Multiple-X-line-Modells für Flux Ropes in der Seitenansicht (oben) und perspektivisch (unten), nach Slavin et al. (2003) und Hughes und Sibeck (1987).

Distanz zur eigentlichen Achse wächst die Axialkomponente, bis sie schließlich, für $R = 0$, als alleinige Komponente verbleibt. Verschiedene Studien haben dieses Modell erfolgreich genutzt, um Charakteristika von Flux Ropes zu bestimmen. Unter bestimmten Annahmen können als zusätzliche Parameter die axiale Ausrichtung des Flux Ropes im Magnetschweif sowie seine Feldstärke und Größe bestimmt werden (Hesse und Kivelson 1998, Slavin et al. 2003). Andere Modellierungen wurden von Moldwin und Hughes (1990), Birn (1991, 1992) und Kivelson und Khurana (1995) vorgeschlagen. Ohne dass eines dieser Modelle in dieser Arbeit explizite Anwendung finden soll, dient die mathematische Darstellung hier vor allem dazu, deutlich zu machen, dass Flux Ropes in der Regel als symmetrische Strukturen modelliert werden. Im Gegensatz zu Dipolarisierungsfronten ist ihre B_z -Signatur dadurch ebenfalls symmetrisch und hebt sich dadurch von deren charakteristischer Eigenschaft ab.

Basierend auf diesen vorangegangenen Studien können die Eigenschaften von Flux Ropes im Magnetschweif der Erde wie folgt zusammengefasst werden:

- Flux Ropes zeichnen sich durch helikale Magnetfeldtopologien aus und werden typischerweise zwischen $-30 R_E$ und $-15 R_E$ detektiert (Vogiatis et al. 2015).
- Erdwärts propagierende Flux Ropes besitzen eine Süd-Nord-Drehung des Feldes (B_z) und eine Spitze in der B_y -Komponente, die im Zentrum der Dipolarisierung liegt (Slavin et al. 2003, Smith et al. 2017). Die Signatur ist in der Regel symmetrisch.
- Die Polarität des Magnetfeldes im Zentrum der Struktur korreliert mit dem B_y -Hintergrundfeld des Erdmagnetschweifs und damit mit der Y -Komponente des Sonnenwindmagnetfelds (Hughes und Sibeck 1987, Sharma et al. 2008).
- Flux Ropes können als kräftefreie Strukturen modelliert werden (Burlaga 1988, Lepping et al. 1995).
- Die Ausdehnung der Strukturen liegt zwischen $1 - 2 R_E$ (Slavin et al. 2003, Sharma et al. 2008), sie sind häufig begleitet von Fast Flows (Sharma et al. 2008).
- Im Gegensatz zu Flux Ropes wird die Anstiegszeit der B_z -Signatur mit typischerweise 10 s angegeben (Imber et al. 2011).

Aufgrund der großen Ähnlichkeit der Merkmale von Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes haben Vogiatis et al. (2015) vorgeschlagen, dass es sich bei Dipolarisierungsfronten womöglich um „degradierte“ Flux Ropes handeln könnte, deren äußere Schichten mit fortschreitender erdwärtiger Bewegung, ähnlich einer Zwiebel, abgetragen wurden. Tatsächlich scheint allein das Magnetfeld im Zentrum der Struktur (B_y) ein zuverlässiges Unterscheidungskriterium zu liefern.

Variationen der B_y -Komponente kommen in den Beschreibungen der charakteristischen Eigenschaften von Dipolarisierungsfronten nicht vor (siehe Kapitel 4.1). Aus diesem Grund werden die Variationen in der B_y -Komponente des Magnetfeldes in den unten beschriebenen Kriterien nicht berücksichtigt. Es ist daher nicht auszuschließen, dass die Suche eine gewisse Anzahl Flux Ropes identifiziert. Kapitel 5 wird jedoch deutlich machen, dass das kein unerwünschter Nebeneffekt ist, sondern zum Verständnis des Zusammenhangs zwischen Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes beitragen kann. Um Missverständnissen vorzubeugen, soll jedoch im weiteren Verlauf vornehmlich von Dipolarisierungsfronten die Rede sein, auch wenn die Eventliste aller Wahrscheinlichkeit nach auch Flux Rope-ähnliche Events beinhaltet.

4.3 Auswahlkriterien für Dipolarisierungsfronten

Um statistische Betrachtungen von transienten Strukturen wie Dipolarisierungsfronten durchzuführen, ist eine zuverlässige und bestenfalls automatische Detektion solcher Events in den gesamten Messungen der Satelliten vonnöten. Während bei früheren Missionen, wie etwa Explorer und ISEE, häufig auf die vollständig manuelle Durchsicht zurückgegriffen wurde, ist das heutzutage bei THEMIS mit insgesamt fast zehn Jahren Daten praktisch unmöglich. Folglich bedarf es mindestens einer Vorsortierung oder Eingrenzung bestimmter Intervalle, um die gewünschten Strukturen zu extrahieren.

Die dafür benötigte Definition bestimmter Kriterien ist dabei zwar notwendig, aber gleichzeitig auch der kritischste Teil dieses Arbeitsschrittes. Grundsätzlich ist es immer möglich, Kriterien so zu definieren, dass ein gewünschtes Profil *im statistischen Mittel* gefunden wird. Ein genügend großer Datensatz beinhaltet in jedem Fall Events, die beliebigen, auch unphysikalischen Kriterien genügen. Diese Tatsache birgt daher das Potential, dass die gewählte Methode zwar eine Vielzahl gewünschter Events findet, gleichzeitig aber auch einen großen Anteil Daten enthält, die zwar den Kriterien entsprechen, jedoch nicht das gesuchte Phänomen repräsentieren müssen.

Diese Problematik soll an einem Beispiel nach den Kriterien von Liu et al. (2013) veranschaulicht werden. Die dort verwendeten Kriterien für Dipolarisierungsfronten sind als speziell und umfangreich anzusehen und beinhalten einige Zwischendefinitionen und Anforderungen an die Zeitreihen. Für THEMIS resultiert das in über 5500 detektierten Events in den Jahren 2008 bis 2015, deren mittlere Eigenschaften bereits in Abbildung 4.3 veranschaulicht wurden. Zwei solcher Events sind in Abbildung 4.5 dargestellt. Offensichtlich weisen beide Zeitreihen Ähnlichkeiten in ihrem globalen Verlauf auf, etwa den Anstieg der B_z -Komponente und den ruhigen Verlauf vor dem eigentlichen Event bei $t = 0$. Trotzdem handelt es sich bei dem oberen Beispiel nicht um eine *offensichtliche* Dipolarisierungsfront basierend auf den (magnetischen) Kriterien aus Abschnitt 4.1. Die B_z -Komponente ist nicht durch eine eindeutige Süd-Nord-Signatur geprägt und weist keinen starken Anstieg in ihrem Zentrum auf.

Je nach Maß der „Verschmutzung“ einer Datenbank durch womöglich unerwünschte Events, kann die Statistik mehr oder weniger stark belastet sein. Zwar lässt sich nur anhand der magnetischen Profile nicht ausschließen, dass es sich bei beiden um Dipolarisierungsfronten handelt; ein menschlicher Operator würde jedoch nur eines der beiden zweifelsfrei identifizieren. In jedem Fall ist daher immer von Events zu sprechen, die den Kriterien entsprechen und nicht von Events, die ein bestimmtes Phänomen darstellen. Vergleicht man die Abbildung 4.3 mit dem Musterbeispiel in Abbildung 4.5 (unten), so wird an der Abflachung des ΔB_z -Profils deutlich, dass viele Events nicht dem Muster entsprechen und so die Analyse zu verunreinigen scheinen.

Um eine detaillierte Analyse von Dipolarisierungsfronten beziehungsweise Flux Ropes durchzuführen, liegt es nahe, die Auswahl auf solche Events einzugrenzen, die ungestört sind und im Wesentlichen dem Musterbeispiel in Abbildung 4.5 (unten) entsprechen. Auf diese Weise kann sichergestellt werden, dass im Mittel nur

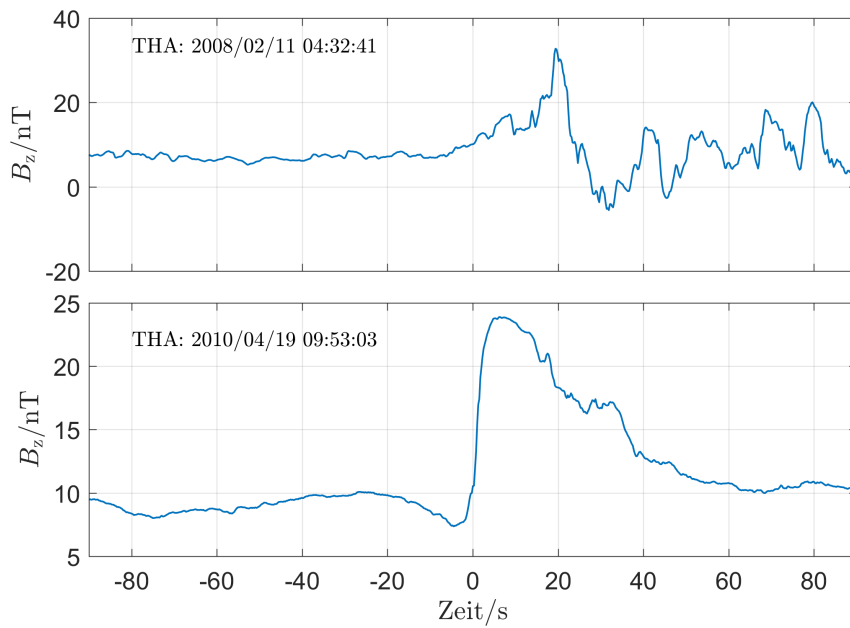


Abbildung 4.5: Beispiel-Events aus der Datenbank für Dipolarisierungsfronten nach Liu et al. (2013).

das gewünschte Phänomen und nicht eine Mischung verschiedener Transienten analysiert wird. Zu diesem Zweck werden die THEMIS-Magnetfelddaten im Zeitraum zwischen dem 01.01.2008 und dem 01.01.2017¹ nach folgenden Kriterien durchsucht:

1. Die Satelliten befinden sich in einer Region der Magnetosphäre mit $X_{\text{GSM}} \leq -8 R_E$, $|Y_{\text{GSM}}| \leq 15 R_E$ und $|Z_{\text{GSM}}| \leq 10 R_E$, die einen groben Erdmagnetschweif umschließt.
2. Die Satelliten befinden sich in der Plasmaschicht des Schweifs, die über das Verhältnis von Plasmadruck der Ionen und magnetischem Druck eingegrenzt werden kann:

$$\beta = \frac{p_P}{p_B} = 2\mu_0 \frac{n_i k_B T_i}{B^2} \geq 1.$$

Die einzelnen Intervalle dauern mindestens 3 Minuten an.

3. Die Dipolarisierungsfront wird auf ihr wesentlichstes Charakteristikum, das B_z -Profil, reduziert. Anhand der FGL-Daten mit Sampling-Frequenzen von 4 Hz/16 Hz definiert sich ein Kandidat für ein Event über

$$\Delta B_z / \Delta t \geq 3 \text{ nT/s.} \quad (4.7)$$

Dieser Schätzer für die Steigung wird für Zeitintervalle von 5 Sekunden Dauer berechnet und anschließend um einen Datenpunkt verschoben.

¹Für die Satelliten THB und THC endet der Analysezeitraum mit dem Beginn der ARTEMIS-Mission am 01.01.2011.

4. Alle gefundenen Kandidaten werden manuell inspiziert. Treten mehrere Events mit einem Abstand von weniger als 30 Sekunden auf, wird nur das erste in der Reihe behalten. Strukturen mit ausgeprägten Doppelspitzen in unmittelbarer Nähe der Minima/Maxima werden von der Weiterverarbeitung ausgenommen.
5. Der Zeitpunkt $t = 0$ eines jeden Events wird so gewählt, dass er im Zentrum zwischen Maximalwert bei t_{\max} und Minimalwert bei t_{\min} der Struktur liegt.
6. Mit Hilfe der Standardabweichung und Flächenintegralen werden solche Events selektiert, die eine eindeutige Dipolarisierung aufweisen und denen magnetisch „ruhige“ Bedingungen vorausgehen:

$$\sigma_{B_z}^2(-60 \text{ s} \leq t \leq -10 \text{ s}) \leq 2 \text{ nT}^2, \quad (4.8)$$

$$\Gamma = \frac{|A_2| + |A_3|}{A_1} \geq 5. \quad (4.9)$$

Dabei sind die Flächen A_i als numerische Integrale über Teilbereiche der Struktur definiert:

$$A_1 = \int_{t=-60 \text{ s}}^{t=-10 \text{ s}} |B_z(t) - B_{zm}| dt, \quad (4.10)$$

$$A_2 = \int_{t=2t_{\min}}^{t=0} (B_z(t) - B_{zm}) dt, \quad (4.11)$$

$$A_3 = \int_{t=0}^{t=60 \text{ s}} (B_z(t) - B_{zm}) dt, \quad (4.12)$$

mit dem Mittelwert der Z-Komponente B_{zm} zwischen -60 s und -10 s .

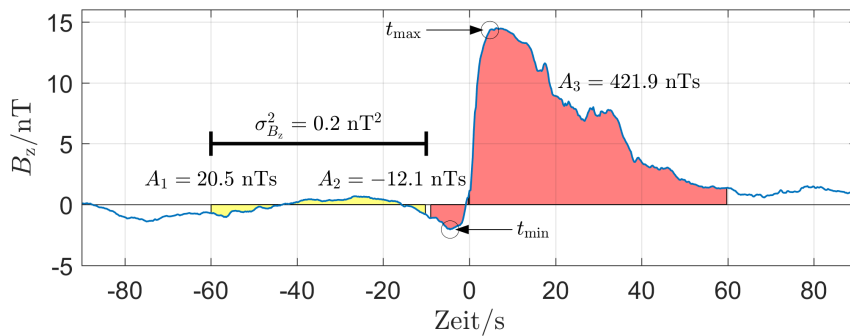


Abbildung 4.6: Beispiel-Event aus der Datenbank für Dipolarisierungsfronten. Dieses spezielle Event ist auch in der Datenbank nach Liu et al. (2013) vertreten und bildet das magnetische Muster einer Dipolarisierungsfront. Die für Gleichung (4.9) relevanten Flächen sind in der Abbildung farblich markiert. Das Flächenverhältnis ist hier von der Größenordnung $\Gamma > 20$.

Die Anwendung der aufgeführten Kriterien ist anhand des bereits verwendeten Musterbeispiels in Abbildung 4.6 veranschaulicht. Zwar erscheint die Liste an Auswahlkriterien an dieser Stelle umfangreich zu sein, im Wesentlichen sind jedoch nur die Punkte 3. bis 6. als Kriterien für Dipolarisierungsfronten zu verstehen. Als wichtigste Bedingung zählen hier sicherlich die Gleichungen in Punkt 6., die zum einen sicherstellen, dass vor dem Event nur geringe Störungen auftreten und zum anderen dafür sorgen, dass das Event selbst stark ausgeprägt ist. Dabei begünstigt die Definition über das relative Verhältnis der Flächen die Berücksichtigung auch solcher Strukturen, deren Ausschläge nicht so groß sind wie in diesem Beispielsevent, sofern sie denn eindeutig vom Hintergrund zu trennen sind.

Auf den ersten Blick ließe sich vermuten, dass die beiden Kriterien (4.8) und (4.9) miteinander korreliert sind. Tatsächlich ist es jedoch so, dass durch die leicht abgewandelte Definition (4.10) zwei voneinander weitestgehend unabhängige Kriterien entstehen. Dieser (fehlende) Zusammenhang ist in Abbildung 4.7 verdeutlicht. Der Großteil der Events gruppiert sich bei $\Gamma = 5 \dots 6$ und $\sigma^2 < 1 \text{ nT}^2$. Wie in den meisten vergleichbaren Datenbanken (siehe beispielsweise Schmid et al. (2011) und Liu et al. (2013)) ist die Festlegung der Grenzwerte der Auswahlkriterien rein empirisch begründet. Wie sich im späteren Verlauf anhand der Datenlage herausstellen wird, erzeugen diese Richtlinien jedoch in der Tat eine Datenbank von Event-Kandidaten, die dem Beispielsevent in Abbildung 4.6 sehr nahe kommen und die Ergebnisse von Liu et al. (2013) qualitativ übertreffen.

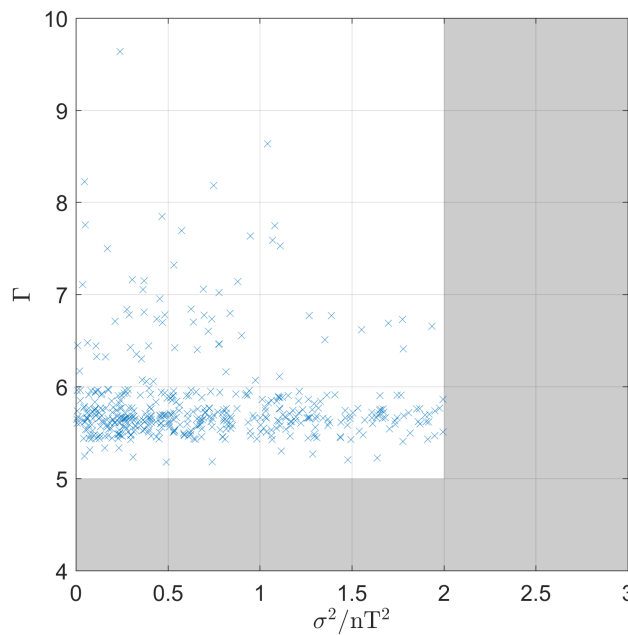


Abbildung 4.7: Visualisierung der beiden Grenzwertkriterien anhand aller gefundenen Events. Die schattierten Bereiche kennzeichnen die ausgeschlossenen Regionen.

Aus den THEMIS-Beobachtungen werden mit den eingeführten Kriterien im Rahmen dieser Studie insgesamt 460 Kandidaten für Dipolarisierungsfronten detektiert, die in Kapitel 6 genauer diskutiert werden. Abbildung 4.8 veranschaulicht die räumliche Verteilung dieser Events in GSM-Koordinaten. Aus den Satellitenpositionen in der XY-Ebene wird deutlich, dass zum einen der Großteil der Events im nahen Erdmagnetschweif um $X_{\text{GSM}} = -10 R_E$ beobachtet wird, zum anderen eine Asymmetrie in Richtung des Abend-Sektors ($+Y_{\text{GSM}}$) besteht, die auch von Zhou et al. (2014) in der Liu-Datenbank beobachtet wird. Dort wird diese Deflektion auf kinetische Effekte, insbesondere Ionenreflektion an der Front zurückgeführt. An dieser Stelle müssten die Beobachtungen jedoch zu der Zeit ins Verhältnis gesetzt werden, die die THEMIS-Satelliten in der jeweiligen Region verbringen, um eine echte Asymmetrie in den Häufigkeiten zu bestätigen. In der XZ-Ebene gruppieren sich die Beobachtungen innerhalb von $Z_{\text{GSM}} = \pm 4 R_E$ mit einer leichten Tendenz zu positiven Werten. Einige wenige Events wurden durch die Satelliten THB und THC in bis zu $20 R_E$ Entfernung zur Erde beobachtet.

Die detaillierten statistischen und physikalischen Auswertungen der Beobachtungsgrundlage folgen in Kapitel 6, nachdem Kapitel 5 die Grundzüge der simulationsbasierten Dipolarisierungsfronten nähergebracht hat.

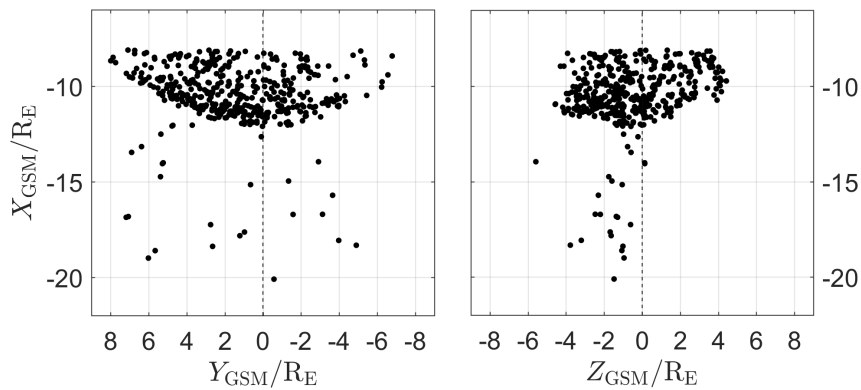


Abbildung 4.8: Räumliche Verteilung der Satellitenpositionen zu den gefundenen Events in den GSM-Ebenen YX (links) und ZX (rechts).

5 MHD-Simulationen mit PLUTO

Bei der Einordnung der mit Hilfe der THEMIS-Satelliten erstellten Beobachtungsgrundlage können magnetohydrodynamische Simulationen lokaler Schweif-Modelle einen wesentlichen Beitrag leisten. Zwar wäre es grundsätzlich wünschenswert, auch auf globale Modellrechnungen wie etwa BATS-R-US oder OpenGGCM (Raeder et al. 2008) zurückzugreifen, gleichzeitig erschwert jedoch die dort vorhandene Komplexität der Vorgänge das Studium einzelner, lokalisierter Phänomene. Die benötigte Auflösung zur Untersuchung von kleinskaligen Phänomenen bedingt in der Regel einen kaum handhabbaren Rechen- und Zeitaufwand. Aus diesem Grund soll im folgenden Abschnitt nur ein Teilbereich des Erdmagnetschweifs mit Hilfe eines einfachen Modells dargestellt werden. Anhand der Simulationen können einzelne Eigenschaften des Phänomens extrahiert und mit Hilfe der Datengrundlage aus dem vorherigen Kapitel überprüft und angewandt werden.

Während andere Arbeiten zu diesem Thema häufig Modelle höherer Ordnung wie Hall-MHD (Shirataka et al. 2006) oder Particle-In-Cell-Simulationen (Wu und Shay 2012, Lu et al. 2016) benutzen, um Dipolarisierungsfronten zu simulieren, soll der hier beschriebene Ansatz ein Modell mit kleinstmöglicher Komplexität verwenden. Ziel ist es, herauszufinden, ob die charakteristischen Eigenschaften dieser Strukturen bereits mit Hilfe der (idealen) Magnetohydrodynamik reproduziert werden können, und ob aus den resultierenden Ergebnissen zusätzliche Eigenschaften hervortreten, die wiederum anhand von Satellitenbeobachtungen validiert werden können.

Der zugrundeliegende Simulationscode PLUTO wurde von Mignone et al. (2007) und Mignone et al. (2012) entwickelt und stellt eine modulare Vereinigung verschiedener hydrodynamischer Problemstellungen dar. Das auf der Programmiersprache C basierende Projekt ist dazu in der Lage, relativistische und nicht-relativistische hydrodynamische (RHD/HD) oder magnetohydrodynamische (RMHD/MHD) Simulationen in bis zu drei Dimensionen durchzuführen. Die Flexibilität der Simulationsumgebung und das Python-Interface vereinfachen die schnelle Adaption einzelner Modelle an die unterschiedlichsten Problemstellungen. Die Algorithmen können entweder auf einzelnen Prozessoren oder via MPI (engl.: *message passing interface*) auf vielen Recheneinheiten ausgeführt werden.

PLUTO berechnet die Evolution eines Systems von Erhaltungsgleichungen in der Form

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = -\nabla \underline{T}(\vec{U}) + \underline{S}(\vec{U}). \quad (5.1)$$

Dabei beschreibt \vec{U} den Zustandsvektor der Erhaltungsgrößen, \underline{T} einen Tensor zweiter Stufe, der die Flüsse der Erhaltungsgrößen von \vec{U} definiert, und schließlich \vec{S} die Zusammenfassung der eventuellen Quellterme. Diese Gleichung wird mit einer Finite-Volumen-Methode in der Zeit propagiert, indem im ersten Schritt eine Glättung der Zellwerte vorgenommen wird, bevor für jede Zelle ein Riemann-Problem gelöst wird¹ und anschließend der nächste Zeitschritt errechnet wird. PLUTO lässt dem Benutzer die Wahl unterschiedlicher Lösungs- und Zeitschrittalgorithmen.

Die hier angestrebten Simulationen sind magnetohydrodynamischer Natur. Damit ergeben sich Zustandsvektor und Tensor zu folgender, normierter Form:

$$\vec{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{v} \\ \vec{B} \\ E \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

$$\underline{T}(\vec{U}) = \begin{pmatrix} \rho \vec{v} \\ \rho \vec{v} \vec{v} - \vec{B} \vec{B} + p_t \underline{I} \\ \vec{v} \vec{B} - \vec{B} \vec{v} \\ (E + p_t) \vec{v} - (\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{B} \end{pmatrix}^T, \quad (5.3)$$

mit der Einheitsmatrix \underline{I} , den primitiven Variablen Dichte ρ , Geschwindigkeit \vec{v} , Magnetfeld \vec{B} , Gesamtdruck p_t und der Schließung durch eine ideale Zustandsgleichung für die Energiedichte E :

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \left(\frac{|\rho \vec{v}|^2}{\rho} + |\vec{B}|^2 \right). \quad (5.4)$$

Dabei ist p der Gasdruck und γ der polytrope Index. Das System der Gleichungen wird durch das Gaußsche Gesetz für Magnetfelder vervollständigt:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (5.5)$$

Gemäß den in Kapitel 4 vorgestellten Modellen für Dipolarisierungsfronten geschieht die Initialisierung einer solchen Störung über eine lokalisierte Region endlicher Plasmaleitfähigkeit. PLUTO realisiert die resistive MHD durch das Hinzufügen zusätzlicher Terme zu den ursprünglichen (idealen) MHD-Gleichungen:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times (-\vec{v} \times \vec{B} + \underline{\eta} \vec{j}), \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[(E + p_t) \vec{v} - (\vec{v} \cdot \vec{B}) \vec{B} + \underline{\eta} \vec{j} \times \vec{B} \right]. \quad (5.7)$$

Dabei bezeichnet $\vec{j} = \nabla \times \vec{B}$ die Stromdichte und der Tensor $\underline{\eta}$ die Resistivität des Plasmas. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen sei die Resistivität isotrop in alle Raumrichtungen: $\underline{\eta} = \eta_0 \underline{I}$.

¹Als Riemann-Probleme werden spezielle Anfangswertproblemstellungen bezeichnet, bei denen die Übergänge zwischen konstanten Bereichen der Simulationsumgebung unstetig sind.

5.1 Einfaches Gleichgewichtsmodell der Plasmaschicht

Die Simulation von Dipolarisierungsfronten soll in einer einfachen und kontrollierten Umgebung erfolgen, die ein Modell erster Näherung für die Plasmaschicht des Erdmagnetschweifs darstellt. Einem solchen Modell mangelt es natürlich an der nötigen Komplexität, die Realität hinreichend abzubilden. Gleichzeitig bietet es jedoch die Möglichkeit, die simulierten Prozesse auf das Nötigste zu reduzieren und ihre grundlegenden Eigenschaften zu studieren. Zu diesem Zweck wird die Plasmaschicht durch eine Harris-Schicht modelliert, die nachfolgend beschrieben ist. Das Koordinatensystem orientiert sich dabei an den GSM-Koordinaten des Erdmagnetschweifs: Die Längsachse der Plasmaschicht ist die X_{GSM} -Richtung, Gradienten treten nur in Z_{GSM} -Richtung auf, die Schichtebene ist die XY -Ebene.

Plasmaschichtnäherung nach Harris

Die spezielle antiparallele Magnetfeldkonfiguration der Plasmaschicht veranlasste Harris (1962) eine stationäre Lösung für das kombinierte System der Maxwell-Vlasov-Gleichungen zu suchen, das die zeitliche Entwicklung der Verteilungsfunktionen von Elektronen und Ionen f eines kollisionsfreien Plasmas unter dem Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern beschreibt. In seiner einfachsten Form ist die Vlasov-Differentialgleichung von folgender Form:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f + \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \cdot \nabla_v f = 0, \quad (5.8)$$

mit der Teilchenladung q , der Masse m , sowie dem Gradienten im Geschwindigkeitsraum ∇_v (Baumjohann und Treumann 1997).

Die von Harris entwickelte Lösung ist die einer zweidimensionalen Schicht mit antiparallelen Feldlinien in Nord- und Südhemisphäre:

$$B_x = B_x(z) = B_L \tanh(z/L_{\text{NS}}). \quad (5.9)$$

Dabei modelliert diese Lösung das Magnetfeld in Richtung der X -Achse in GSE- oder GSM-Koordinaten. B_L stellt die zu erwartende Feldstärke in den Lobes dar, L_{NS} ist ein Maß für die anzunehmende Schichtdicke des Systems.

Um eine selbstkonsistente Lösung zu schaffen, ist es notwendig, ein Druckgleichgewicht in der vertikalen Richtung dieses Modells zu betrachten. Es sei daher angenommen, dass der Gesamtdruck des Systems p_t , also die Summe aus Gasdruck p_P und magnetischem Druck p_B , in Abhängigkeit von z konstant sei und es keine Variationen der Temperatur T , über die Schicht gibt:

$$p_t(z) = p_t(z = 0), \quad (5.10)$$

$$p_P(z) + p_B(z) = p_P(z = 0) + p_B(z = 0), \quad (5.11)$$

$$n(z)k_B T + \frac{B_x^2(z)}{2\mu_0} = \underbrace{n(0)}_{=n_{\text{NS}}} k_B T + \underbrace{\frac{B_x^2(0)}{2\mu_0}}_{=0}. \quad (5.12)$$

Es ergibt sich daraus eine Beziehung für die Teilchendichte $n(z)$ der Schicht zu

$$n(z) = n_{\text{NS}} - \underbrace{\frac{B_L^2}{2\mu_0 k_B T}}_{=n_{\text{NS}}} \tanh^2(z/L_{\text{NS}}), \quad (5.13)$$

$$n(z) = n_{\text{NS}} \left(1 - \tanh^2(z/L_{\text{NS}})\right). \quad (5.14)$$

Über einfache Umformungen der rechten Seite dieser Gleichung ergibt sich dadurch das finale Modell für die Teilchendichte einer Harris-Plasmaschicht zu

$$n(z) = n_{\text{NS}} \text{sech}^2(z/L_{\text{NS}}) + n_0, \quad (5.15)$$

mit der in der Neutralschicht zu erwartenden Teilchendichte n_{NS} . Ohne die allgemeine Gültigkeit der obigen Gleichungen zu verletzen, wurde dem Ausdruck eine Hintergrundteilchendichte n_0 , hinzugefügt, sodass zum einen die physikalische Situation besser widergespiegelt wird, zum anderen auch in den Lobes eine Vakuumlösung unterbunden werden kann. Zusammen mit der Gleichung für das

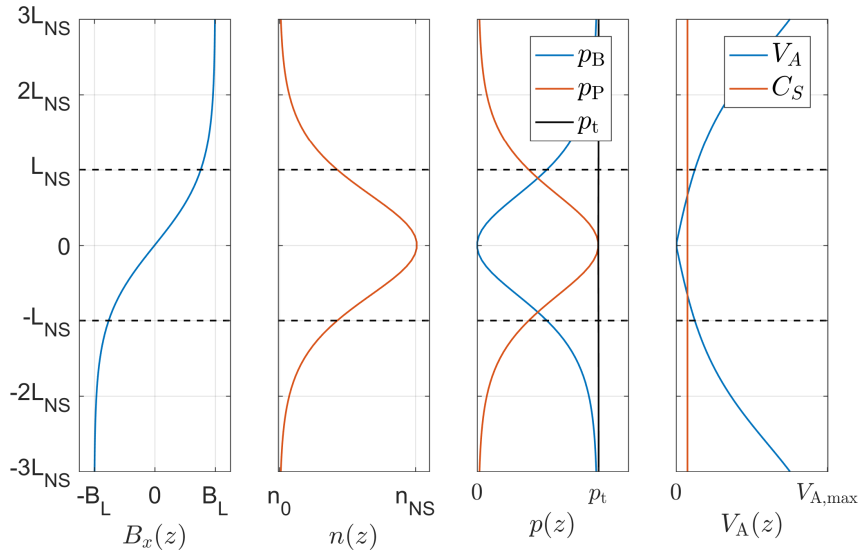


Abbildung 5.1: Veranschaulichung der Größen im Plasmaschichtmodell von Harris (1962). Links: Magnetfeldkomponente in X-Richtung. Mitte: Teilchendichte der Schicht und Druckgleichgewichte von Gasdruck und magnetischem Druck. Rechts: Alfvéngeschwindigkeit und Schallgeschwindigkeit. Die vertikalen Achsen sind in Einheiten der Schichtdicke L_{NS} skaliert.

Harris-Magnetfeld stellt diese Gleichung damit ein einfaches Modell für eine eindimensionale Plasmaschicht dar. Die beiden Gleichungen sind in Abbildung 5.1 veranschaulicht. Üblicherweise wird diese Näherung genutzt um den Magnetschweif in einiger Entfernung zur Erde und in der XZ-Symmetrieebene zu approximieren. Sehr nah an der Erde führt der wachsende Einfluss des Dipolfeldes zu einer Zunahme der tatsächlichen Z-Komponente des Feldes und macht die Näherung praktisch nur bedingt anwendbar. In einem späteren Abschnitt kann anhand der

vorliegenden THEMIS-Daten quantifiziert werden, in welchem Bereich dieses einfache Modell seine Anwendbarkeit verliert.

In den Simulationen dieser Arbeit wird eine solche Harris-Schicht dreidimensional initialisiert. Dabei besitzen die X- und Y-Richtungen offene beziehungsweise periodische Randbedingungen, die Größen an den (Z-)Enden der Simulationsbox sind fixiert, um ein Zerfließen der Schicht durch die endliche numerische Diffusion zu kompensieren².

Natürlich ist es notwendig, die Schichtparameter mit realistischen Plasmawerten für das Magnetfeld, die Teilchendichte, den Druck und einer Schichtdicke zu versehen, um die Simulationen mit den Beobachtungen vergleichbar zu machen. Sowohl THEMIS selbst als auch andere empirische Studien helfen dabei, diese Parameter einzugrenzen.

Plasmaschicht-Parameter aus THEMIS-Beobachtungen

Die geringe Inklination der THEMIS-Orbits ermöglicht die statistische Betrachtung der Eigenschaften der zentralen Plasmaschicht und der Neutralschicht. Davon ausgehend, dass die Neutralschicht immer dann passiert wird, wenn die B_x -Komponente des Magnetfeldes ihr Vorzeichen wechselt, kann eine Beobachtungsgrundlage vieler Neutralschicht-Durchgänge erstellt werden, die Schlüsse auf die mittleren Parameter dieser Region zulässt.

In Anlehnung an Baumjohann et al. (1989) und Borovsky et al. (1998) wird eine Datenbasis aller Neutralschicht-Durchgänge erstellt, die im bisherigen Missionsverlauf auf allen Satelliten in den FGS-Datenprodukten detektiert werden konnten. Die mittleren Teilchendichten dieser Durchgänge sind in Abbildung 5.2 über dem Abstand zur Erde dargestellt. Wie sich zeigt, kann eine gute Approximation durch ein Potenzgesetz der Form $n = 2 \text{ cm}^{-3} (X_{\text{GSM}} / R_E)^{-0.7}$ erzielt werden (siehe Slavin et al. (1985)). Für eine Referenz-Plasmaschicht bei $X_{\text{GSM}} = -15 R_E$ ergibt sich damit eine Teilchendichte von $n \approx 0.32 \text{ cm}^{-3}$. Die Ergebnisse von Baumjohann et al. (1989) liegen im Bereich von 0.3 cm^{-3} und 0.4 cm^{-3} , Borovsky et al. (1998) ermittelten mittlere Neutralschicht-Dichten von 0.1 cm^{-3} bis 0.4 cm^{-3} .

Die Schichtdicke ist eine Größe, die stark durch die dynamischen Variationen im Sonnenwind beeinflusst wird (Thompson et al. 2005). Entsprechend bedarf es einer sehr sorgfältigen Unterscheidung des gegenwärtigen „Anregungszustandes“ des Erdmagnetschweifs, sowie genauer Betrachtung der jeweiligen Satellitenposition relativ zur Neutralschichtposition. Es ist davon auszugehen, dass die Neutralschichtdicke einen spürbaren Einfluss auf die Initiierung und Ausbreitung der Dipolarisierungsfronten hat. Es sei an dieser Stelle festgehalten, dass ihre Größenordnung im Bereich von etwa $0.5 R_E$ bis zu $5 R_E$ liegen kann (McComas et al. 1986, Sanny et al. 1994, Thompson et al. 2005). Auch aus den THEMIS-Beobachtungen lassen sich ähnliche Wertebereiche durch Anpassung eines Harris-Schichtmodells an Neutralschichtdurchflüge ermitteln. Für die meisten Simulationen wird die Schichtdicke daher $L_{\text{NS}} = 1.5 R_E$ betragen.

²Diese festen Randbedingungen gelten für alle physikalischen Größen in Z-Richtung. Die große Ausdehnung der Schicht in diese Richtung bedingt, dass die zentrale Schicht auf den Beobachtungszeitskalen nicht wesentlich beeinflusst wird.

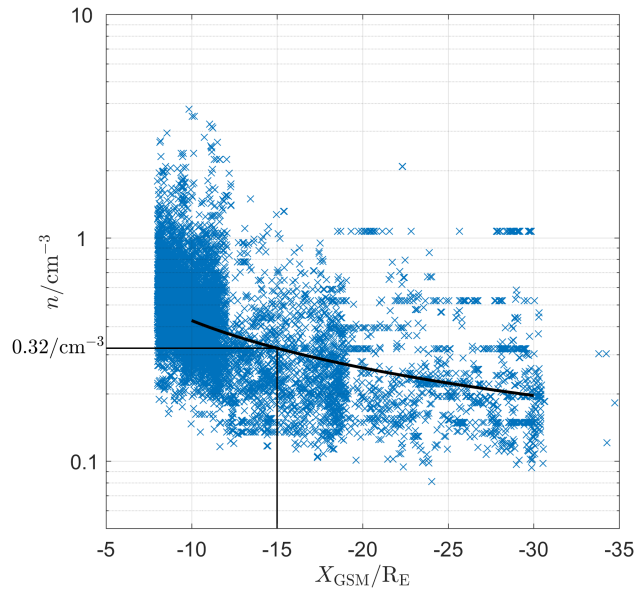


Abbildung 5.2: Teilchendichte-Beobachtungen aus THEMIS-Durchflügen der Neutralschicht und Fit mit einem Potenzgesetz (schwarz), nach Slavin et al. (1985).

Die Stärke des Hintergrundfeldes in Y_{GSM} -Richtung in der Plasmaschicht ist ein weiterer Parameter, der aus den THEMIS-Beobachtungen abgeleitet werden kann. Abbildung 5.3 zeigt das Histogramm für die Plasmaschichtdurchgänge, die auch in Abbildung 5.2 bereits untersucht worden sind. Ohne dass eine quantitative Analyse durchgeführt werden muss, legt die Verteilung nahe, dass die Stärke dieser Hintergrundkomponente mit hoher Wahrscheinlichkeit zwischen $B_{Y0} = -2 \text{ nT}$ und $B_{Y0} = 2 \text{ nT}$ liegen kann. Der Einfluss dieses Feldes auf die Simulation wird in den folgenden Abschnitten durch Variation innerhalb dieser Grenzen untersucht.

Parameter der Lobe-Region

Neben den Werten für die Plasmadichte in der Neutralschicht und in den Lobes geht in das Harris-Modell als wichtiger Parameter die Stärke des Magnetfeldes in den Lobes, B_L , ein. Da die THEMIS-Orbits weitestgehend äquatorialer Natur sind, muss an dieser Stelle auf Daten anderer Arbeiten zurückgegriffen werden. Verschiedene Studien haben sich in den vergangenen Jahrzehnten mit der experimentellen Bestimmung und Modellierung dieser Größe befasst. Zu den wichtigsten Modellen zählen an dieser Stelle die von Behannon und Ness (1966), Slavin et al. (1985), Nakai et al. (1991) und Fairfield und Jones (1996). Der qualitative Verlauf der unterschiedlichen Modelle ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Für die quantitative Schätzung der Feldstärke in den Lobes soll in dieser Arbeit nur das Modell von Slavin et al. (1985) herangezogen werden. Es bestimmt die Feldstärke über die Beziehung

$$B_L = (125 \text{ nT}) \left(\frac{X_{\text{GSM}}}{1 R_E} \right)^{-0.53 \pm 0.05} \quad (5.16)$$

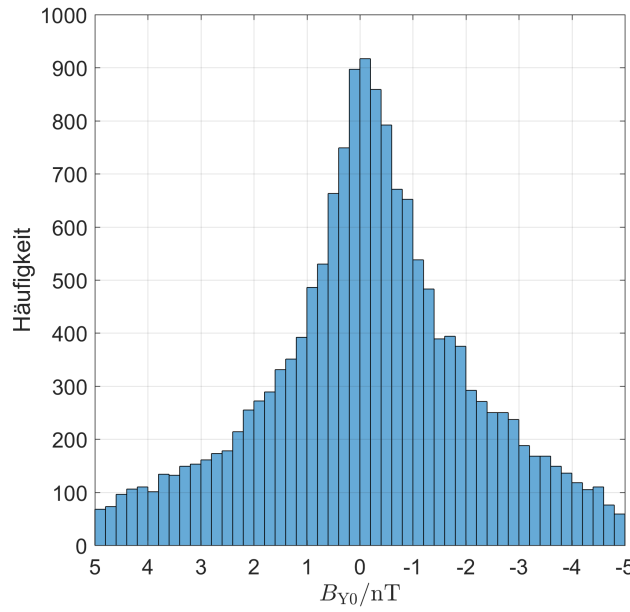


Abbildung 5.3: Histogramm des Schweifmagnetfelds B_{Y0} bei THEMIS-Durchflügen der Plasmaschicht.

und ist empirisch über die Analyse von Daten der ISEE-3-Mission bestimmt. Zwar beziehen andere Modelle auch zusätzliche Einflussparameter, etwa des Sonnenwindes, in die Bestimmung der Feldstärke ein, in dieser Arbeit ist es jedoch ausreichend, eine ungefähre Richtlinie für diesen Parameter zu haben. Das Modell von Slavin et al. (1985) liegt in etwa zwischen den Ergebnissen von Behannon und Ness (1966) und Fairfield und Jones (1996) und soll daher für den mittleren Zustand des Erdmagnetschweifs als ausreichender Schätzer betrachtet werden.

Es ist davon auszugehen, dass die Teilchendichte der Lobes keinen wesentlichen Einfluss auf die Ausbreitung der Dipolarisierungsfronten in der Plasmaschicht hat, solange sie klein gegenüber der Teilchendichte in der Neutralschicht ist. Kivelson und Russell (1995) beziffern die Teilchendichte in den Lobes mit 0.03 cm^{-3} , Svenes et al. (2008) mit 0.047 cm^{-3} . In dieser Arbeit wird die Teilchendichte der Lobes daher auf $n_0 = 0.05 \text{ cm}^{-3}$ festgelegt.

Da die Temperatur des Plasmas in der gesamten Box entsprechend des zuvor beschriebenen Harris-Modells als konstant angenommen wird, folgt mit den gegebenen werden für $z \rightarrow \infty$ nur eine stabile Lösung, wenn

$$T = \frac{B_L^2}{2\mu_0 k_B n_{NS}}. \quad (5.17)$$

Die Vervollständigung der Simulationsgleichungen erfolgt über eine Zustandsgleichung (5.4). In der klassischen Thermodynamik ist γ mit dem Verhältnis der Freiheitsgrade f eines Systems, $\gamma = (f+2)/f$, verknüpft und nimmt für ein magnetosphärisches Plasma Werte kleiner $5/3$ an (Baumjohann und Paschmann 1989, Zhu 1990, Borovsky et al. 1998). Die gängige Annahme in magnetohydrodynamischen Simulationen entspricht dem Adiabatenindex mit $\gamma = 5/3$, also unter anderem der Vernachlässigung von Teilchenverlusten und des Energieübertrags.

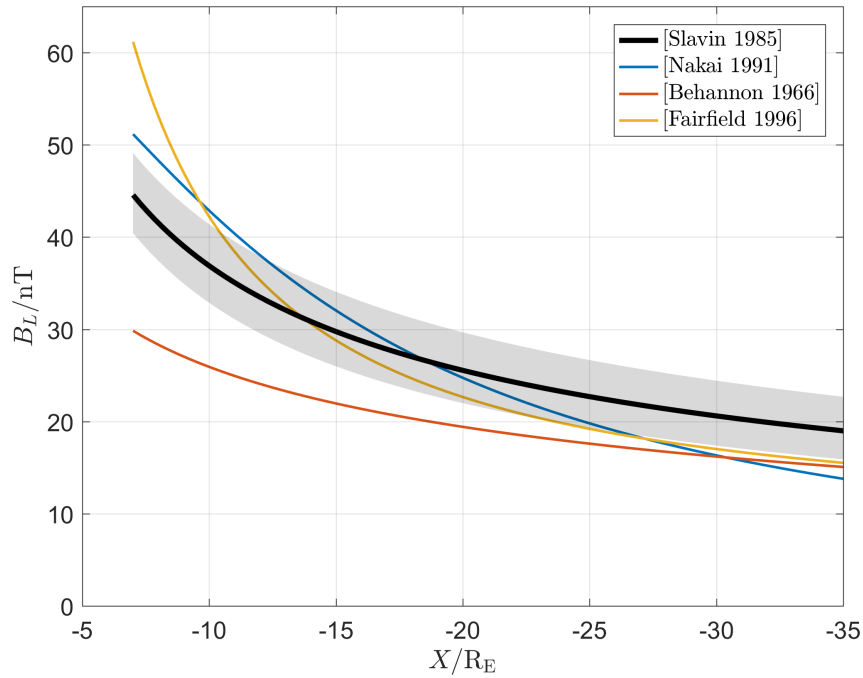


Abbildung 5.4: Darstellung unterschiedlicher Modelle für die Feldstärke in den Lobes des Erdmagnetschweifs. Für das Modell von Slavin et al. (1985) stellt die schattierte Fläche die Unsicherheit der empirischen Gleichung dar.

Basierend auf der Motivation dieser Arbeit, weisen auch die hier durchgeführten Simulationen diese Vereinfachung auf. (Frühauff et al. 2017a) haben jedoch gezeigt, dass diese Annahme in vielen Fällen nicht gerechtfertigt ist. Typischerweise wird zur Bestimmung des polytropen Index eine Beobachtungsgrundlage aus vielen Neutralschichtdurchflügen zurate gezogen. Aus der Beziehung zwischen Teilchendichte und Druck anhand von

$$p \propto n^\gamma \quad (5.18)$$

kann aus der doppelt logarithmischen Darstellung ein Wert für den polytropen Index ermittelt werden. Verschiedene Arbeiten, darunter Baumjohann und Paschmann (1989), Huang et al. (1989) und Borovsky et al. (1998) haben dabei Ergebnisse zwischen $\gamma < 1$ und $\gamma < 5/3$ bestimmt. Basierend auf Ideen von Zhu (1990) und Goertz und Baumjohann (1991) zeigt die detaillierte Analyse von THEMIS-Daten durch Frühauff et al. (2017a) jedoch, dass die Annahme eines konstanten polytropen Index häufig nicht gerechtfertigt ist. Zwar wird der mittlere Wert in dieser Studie tatsächlich auf $\gamma \approx 5/3$ bestimmt, gleichzeitig liegt dieser statistischen Betrachtung jedoch eine Vermischung einer Vielzahl verschiedener Plasmaprozesse zugrunde, die streng genommen separat betrachtet werden müssten. Zusammen mit Studien von Pang et al. (2015) legen die Ergebnisse von Frühauff et al. (2017a) nahe, dass mit Hilfe einer Verteilungsfunktion für den polytropen Index eine realistischere Darstellung der Prozesse in der Plasmaschicht möglich wird. Die Annahme eines konstanten Wertes gilt entsprechend nur für sehr isolierte Teilprozesse.

In der vorliegenden Arbeit wird genau so ein Teilprozess isoliert simuliert und betrachtet. Aus diesem Grund scheint es daher gerechtfertigt, den polytropen Index als

$$\gamma = 5/3 = \text{const.} \quad (5.19)$$

anzunehmen. Insofern bleiben die hier entstehenden Simulationen ebenfalls vergleichbar mit anderen Arbeiten.

5.2 Gültigkeit des Harris-Modells im erdmagnetischen Schweif

Die Modellierung des nahen erdmagnetischen Schweifs durch eine Harris-Schicht, die ausschließlich Gradienten in der vertikalen Richtung aufweist, bedarf einer expliziten Validierung. Es wird typischerweise angenommen, dass erdwärts propagierende Strukturen (etwa Fast Flows, Bubbles) mit abnehmendem radialen Abstand zur Erde durch die ansteigende Druckgradientenkraft abgebremst werden und schließlich zum Stehen kommen. Anhand verschiedener Beobachtungsgrundlagen wird die Region, in der diese Abbremsung stattfindet, die sogenannte *flow braking region*, zwischen $X_{\text{GSM}} = -15 R_E$ und $X_{\text{GSM}} = -8 R_E$ angesiedelt (Shiokawa et al. 1997, Takada et al. 2006, Ohtani et al. 2006, Dubyagin et al. 2011).

In erster Näherung kann die Lage dieser Stagnationsregion mit Hilfe der magnetohydrodynamischen Impulsgleichung abgeschätzt werden:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \underbrace{-\left(\nabla p_p + \nabla p_B\right)}_{\text{Druckgradientenkraft}} + \underbrace{\frac{1}{\mu_0} \left(\vec{B} \cdot \nabla\right) \vec{B}}_{\text{Magnetische Spannung}} . \quad (5.20)$$

Im idealen Bild balancieren sich Druckgradientenkraft und magnetische Spannung an der Übergangsregion zwischen Dipol- und Schweifregion. Die Orbits der THEMIS-Satelliten liegen mit Apogäumsdistanzen von typischerweise $12 R_E$ schon sehr nahe an der Flow Braking Region und sind in ihrer Ausbreitung potentiell durch den ansteigenden thermischen und magnetischen Druck beeinflusst.

Da die Form von Gleichung 5.20 das Vorhandensein von Stromsystemen voraussetzt, ist es an dieser Stelle notwendig zu zeigen, dass in den betreffenden Regionen in der Tat ein Stromsystem auftritt, dass die physikalische Vermittlung von magnetischem Druck und magnetischer Spannung übernimmt. Aus diesem Grund zeigt Abbildung 5.5 den Vergleich der Stromdichte in der XZ-Ebene bei $Y_{\text{GSM}} = 0$ für ein reines Dipolfeld, das per Definition kräftefrei und damit stromfrei ist, und dem TS96-Feldmodell. Es ist deutlich zu erkennen, dass das realistische Feldmodell (rechts) in der gesamten Beobachtungsregion Ströme vorhersagt und damit die Anwendung von Gleichung 5.20 rechtfertigt.

Um die Benutzung des Harris-Modells in den Simulation zu rechtfertigen, soll an dieser ein wenig vorausgegriffen werden: Zwar lässt sich nicht ohne weiteres für jedes der mit Hilfe der in Kapitel 4 identifizierten THEMIS-Events ein Modell für den Plasmadruck formulieren, dennoch können die magnetischen Terme der obigen Gleichung ein erster Hinweis auf den Einfluss der Dipolregion sein.

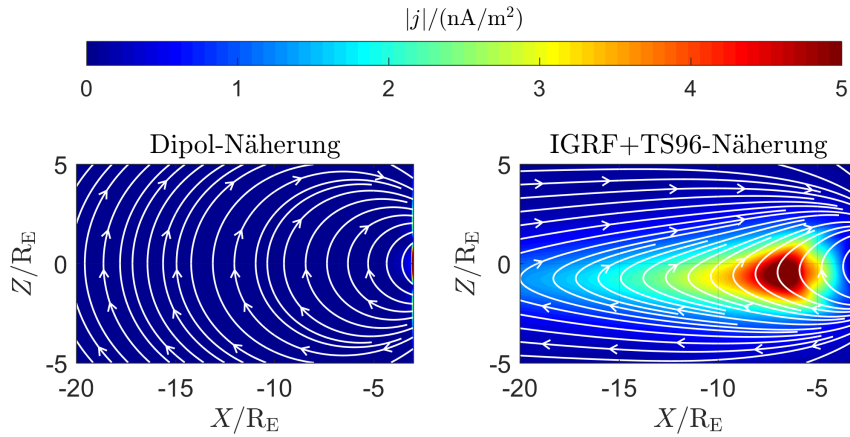


Abbildung 5.5: Betrag der Stromdichte aus den numerischen Modellen für das Erdmagnetfeld. Links: Einfache Dipolnäherung. Rechts: Feldmodell nach IGRF und TS96. Die weißen Linien bilden Magnetfeldlinien nach.

Mit Hilfe des TS96-Modells können die Neutralschichtpositionen über oder unter den Satelliten bestimmt und Abschätzungen für den magnetischen Druck und die magnetische Spannung in diesen Punkten gemacht werden. Da das Dipolfeld der Erde im Wesentlichen kraftbalanciert ist, lässt sich für das Verhältnis dieser beiden Größen feststellen:

$$\frac{(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}}{\nabla B^2/2} \approx 1, \quad \text{Dipolregion,} \quad (5.21)$$

$$\frac{(\vec{B} \cdot \nabla) \vec{B}}{\nabla B^2/2} \gg 1, \quad \text{Schweifregion.} \quad (5.22)$$

Aus der Berechnung dieses Verhältnisses für jedes der beobachteten Events durch THEMIS ergibt sich das Histogramm in Abbildung 5.6.

Es lässt sich unmittelbar feststellen, dass für den Großteil der beobachteten Strukturen die Schweifkonfiguration zu dominieren scheint. Tatsächlich ist für mehr als 60 % aller Events das berechnete Verhältnis ≥ 4 . Auch wenn diese Näherung den Einfluss des thermischen Druckgradienten außer Acht lässt, legt dieser Umstand die Vermutung nahe, dass die Mehrheit der Events sich in einer Region befindet, in der die Schweiftopologie nicht durch übermäßig starke Gradienten beeinflusst wird. Dieser Befund rechtfertigt die Verwendung des zuvor eingeführten Harris-Modells, in dem die möglichen Einflussparameter auf sehr grundlegende Größen reduziert werden können. Das Studium der in diesem Modell simulierten Strukturen beschränkt sich damit allein auf solche Effekte, die durch den Magnetschweif als Propagationsträger verursacht werden und vernachlässigt den Einfluss des anwachsenden Dipolfeldes im erdnahen magnetischen Schweif.

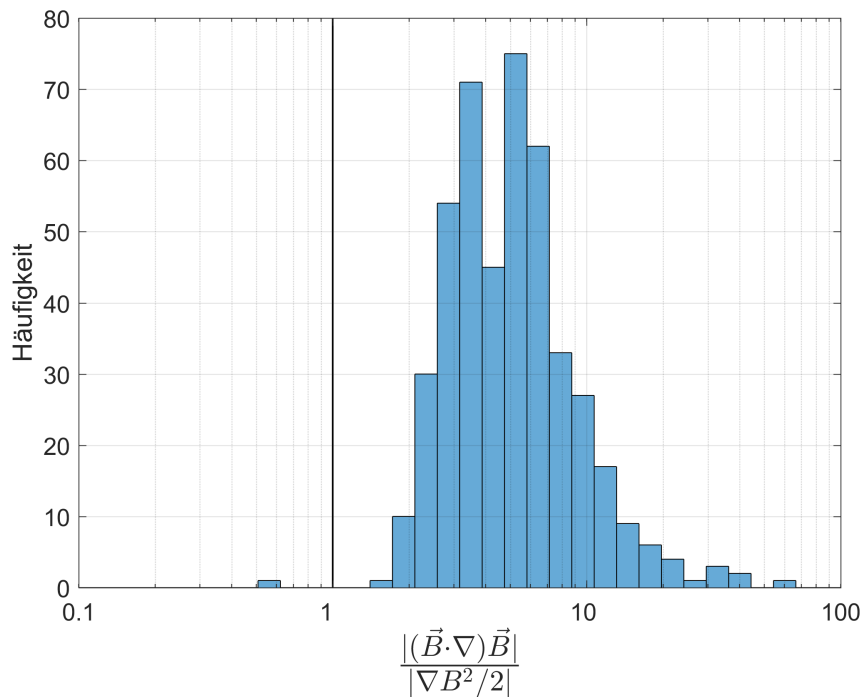


Abbildung 5.6: Histogramm des Verhältnisses von magnetischer Spannung und magnetischem Druck in der Neutralschicht über oder unter den Satellitenpositionen für alle 46 gefundenen Events. Die benötigten Magnetfeldprofile sind mit Hilfe des TS96-Modells gewonnen worden.

5.3 Eigenschaften der Simulationsbox und Initialisierung der Störungen

Die wichtigsten Eigenschaften der Simulationsumgebung sind nachfolgend in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Sofern nicht anders angegeben, werden die Simulationen in einer Box durchgeführt, deren Dimensionen in Abbildung 5.7 veranschaulicht sind. Dabei unterliegen die Randbedingungen in der X-Richtung freien Kriterien, die Z-Richtung ist durch die Harris-Schichtparameter festgelegt und die Y-Richtung genügt periodischen Randbedingungen.

Abbildung 5.7 macht außerdem deutlich, dass die Simulationsbox in zwei Bereiche von wesentlichem Interesse unterschieden wird. Um die Beobachtungen durch die THEMIS-Satelliten ähnlich abzubilden, sei die Beobachtungsregion zwischen $X = -30 R_E$ und $X = -10 R_E$ festgelegt. In dieser Region werden die im weiteren Verlauf die Eigenschaften der Störungen bestimmt. Die Initialisierung der Strukturen erfolgt in der Diffusionsregion, die bei $X = -40 R_E$ zentriert ist³.

Da die magnetohydrodynamischen Bedingungen in der Simulationsbox als ideal vorgegeben sind, also eine unendliche Plasmaleitfähigkeit vorherrscht, ist die

³Die genauen Prozess in der Diffusionsregion sind an dieser Stelle von geringem Interesse, solange die Phänomene in der Beobachtungsregion denen gleichen, die beispielsweise mit THEMIS beobachtet werden. Man könnte dies als einen sehr ingenieurwissenschaftlichen Ansatz bezeichnen.

Magnetfeld der Lobes	B_L	10 nT ... 30 nT
Teilchendichte der Lobes	n_0	0.05 cm^{-3}
Teilchendichte der Neutralschicht	n_{NS}	0.32 cm^{-3}
Magnetfeld in Y-Richtung der Neutralschicht	B_{Y0}	-2 nT ... 2 nT
Harris-Schichtdicke	L_{NS}	$1.5 R_E$
Temperatur	T	$B_L^2 / (2\mu_0 k_B n_{\text{NS}})$
Polytroper Index	γ	5/3
X-Dimensionen	$[X_{\min}, X_{\max}]$	$[-70, +10] R_E$
Y-Dimensionen	$[Y_{\min}, Y_{\max}]$	$[-10, +10] R_E$
Z-Dimensionen	$[Z_{\min}, Z_{\max}]$	$[-15, +15] R_E$
Räumliche Auflösung	$\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$	$\leq 0.5 R_E$
Randbedingung in X	X_{end}	<i>offen</i>
Randbedingung in Y	Y_{end}	<i>periodisch</i>
Randbedingung in Z	Z_{end}	<i>fest</i>

Tabelle 5.1: Übersicht über die Eigenschaften und Dimensionen der Simulationsboxen.

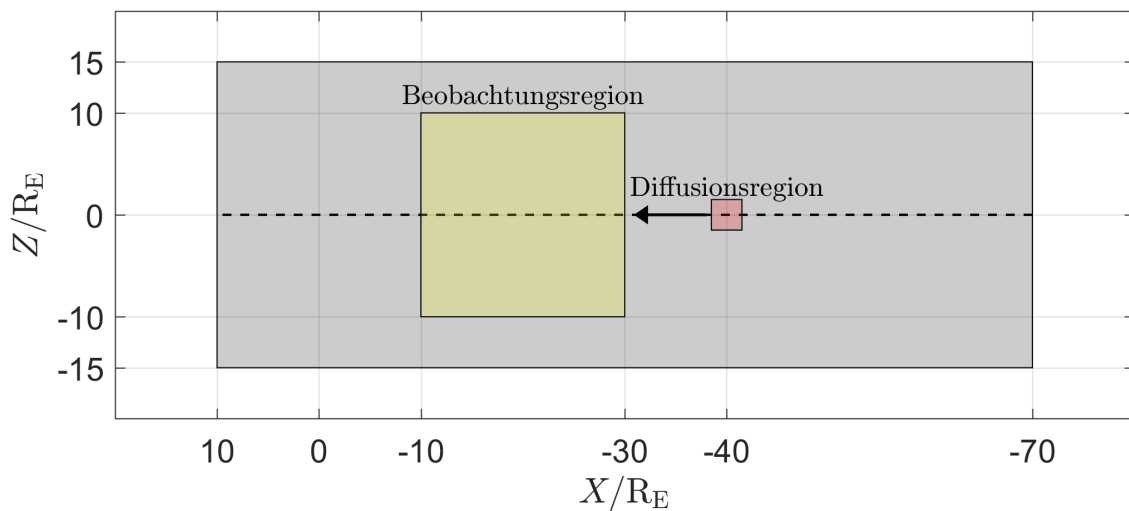


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Simulationsbox in der XZ-Ebene.

Initiierung einer rekonnektiven Störung (siehe Abbildung 2.6) nur möglich, wenn diese Bedingung lokal durch den Code verletzt werden kann. Zu diesem Zweck wird in der Diffusionsregion für kurze Zeit eine endliche Leitfähigkeit durch den Simulationscode vorgegeben, bis der Diffusionsprozess einsetzt und eine echte Plasmakonvektion in X-Richtung auslöst. Das Plasma entfernt sich anschließend von der Diffusionsregion und propagiert entlang wieder ideale Plasmabedingungen in Richtung der Beobachtungsregion.

Abbildung 5.8 stellt einen zeitlichen Ausschnitt aus der Simulationsbox nach dem Initiieren der rekonnektiven Störung dar. Man sieht deutlich, dass sich, ausgehend von der Diffusionsregion, zwei Bereiche mit antiparalleler Feldkonfiguration voneinander entfernen. Ein Beobachter an der Position $X = -50 R_E$, also schweifwärts des Rekonnexionspunktes, würde eine $\pm B_z$ -Variation des Feldes wahrnehmen und diese als plasmoidale Störung klassifizieren. Auf der anderen Seite findet sich eine $\mp B_z$ -Variation, die den Definitionen von Dipolarisierungsfronten entspricht. Die Randbereiche der Simulationsbox sind hinreichend weit von der Beobachtungsregion entfernt, sodass ein rückwirkender Einfluss vernachlässigt werden kann.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Wahl der Stärke des resistiven Terms in der Diffusionsregion unphysikalisch hoch angesetzt ist. Dies begründet sich in erster Linie dadurch, dass die Störung *allein* über die Wahl der Leitfähigkeit in Gang gesetzt wird. Nach dem Modell von Petschek (1964) (siehe Abbildung 2.6) bedarf es neben dem anomalen Widerstand auch einer Plasmabewegung in Richtung der Grenzschicht, die in diesem Modell vernachlässigt wird. Um diese Vereinfachung zu kompensieren, liegt die Wahl der Resistivität um ein Vielfaches höher als in Rekonnexionsmodellen, die den gesamten Vorgang realistisch nachzubilden zu versuchen. In dieser Arbeit ist jedoch weniger entscheidend, wie die Prozesse entstehen, sondern vielmehr, dass sie in der Beobachtungsregion Eigenschaften aufweisen, die nahe den *in situ* Beobachtungen der Satellitenmissionen liegen. Der Fokus der Analyse liegt hier nicht auf Rekonnexion als Prozess, sondern auf Dipolarisierungsfronten als Resultat eines rekonnektiven Phänomens im entfernten Erdmagnetschweif.

5.4 Eigenschaften simulierter Dipolarisierungsfronten

Der folgende Abschnitt soll einige der Charakteristika der simulierten Dipolarisierungsfronten darstellen. Dazu werden die beobachteten Phänomene zunächst mit den erwarteten Eigenschaften, wie sie in Kapitel 4 eingeführt wurden, verglichen. Nachdem sichergestellt wurde, dass die simulierten und durch Satelliten beobachteten Störungen von vergleichbarer Natur sind, können zusätzliche Eigenschaften diskutiert werden, die bisher nicht oder nicht explizit in bisherigen Datengrundlagen beobachtet wurden.

Plasma- und Feldprofile

Abbildung 5.9 zeigt typische Zeitreihenprofile, die von einem virtuellen Satelliten im Symmetriezentrum einer passierenden Front wahrgenommen werden. In der zunächst noch ungestörten Harris-Konfiguration trifft eine Störung ein, die sich durch eine kurze negative B_z -Exkursion ankündigt, bevor das Feld in die entgegengesetzte Richtung zeigt. Die Signatur ist asymmetrisch und ihre Zeitskala (bestimmt anhand des Minimum- und Maximum-Durchgangs) liegt im Bereich von etwa 30 s. Anhand der Beobachtung der Struktur an verschiedenen Orten wird eine Ausbreitungsgeschwindigkeit des Zentrums von 300 – 400 km/s ermittelt. Kurz vor der Front verzeichnet die Teilchendichte eine kurzzeitige Kompression ($\Delta n/n_{\text{NS}} \approx 0.1$), nach der Front einen deutlichen Abfall ($\Delta n/n_{\text{NS}} > 0.7$). Der Abfall in der Dichte kennzeichnet das Eintreffen eines Fast Flows, zu sehen in der Geschwindigkeitskomponente mit Plasmageschwindigkeiten von deutlich über 400 km/s.

Die simulierten Plasmaprofile entsprechen mindestens drei der in Kapitel 4 diskutierten Bedingungen. In realen Beobachtungen könnte dieses Event zweifellos als *Fast Flow*, *Plasma Bubble* und *Dipolarisierungsfront* identifiziert werden. Einzig die Zeitskala der simulierten Front ist deutlich größer als die der im Schnitt im Erdmagnetschweif beobachteten Strukturen. Wie bereits erwähnt, liegt die charakteristische Zeit der im Erdmagnetschweif beobachteten Dipolarisierungsfronten in der Größenordnung von wenigen Sekunden und damit nahe der Ionen-Gyrationsperiode. Diese Zeitskala liegt streng genommen am Übergang in den kinetischen Bereich und verlässt das magnetohydrodynamische Regime. In den durchgeführten Simulationen wird die minimale Gyrationsperiode durch das Maximum des Lobe-Magnetfeldes bestimmt:

$$T_{\text{Gyr}} \geq \frac{2\pi m_P}{eB_L}, \quad (5.23)$$

mit der Elementarladung e und der Protonenmasse m_P . In dieser speziellen Simulation ist $T_{\text{Gyr}} > 4.5$ s. Es kann sich entsprechend nur eine solche Störung einstellen, die zeitlich langsamere Prozesse widerspiegelt. Gleiche Argumentationen folgen für die Längenskalen der Strukturen, die in dieser Simulation in der Größenordnung von $1 R_E$ und mehr liegen. Entsprechend sind jedoch die Ausbreitungsgeschwindigkeiten mit den tatsächlichen Beobachtungen vergleichbar.

Die Tatsache, dass die MHD-Simulationen die tatsächlich beobachteten Zeit- und Größenskalen nicht reproduzieren können, ist jedoch, gemessen an den übrigen quali- und quantitativen Eigenschaften der Plasmaprofile, kein Nachteil. Die beobachteten Phänomene sind als Antwort des Simulationscodes, basierend auf den magnetohydrodynamischen Gleichungen, auf die vorgegebene Störung zu verstehen. Der Mechanismus, der eine Dipolarisierungsfront vor einem Fast Flow oder einer Plasma Bubble erzeugt, muss damit (zumindest zum Teil) magnetohydrodynamischer Natur sein. Im Laufe der Evolution einer solchen Störung führen jedoch offensichtlich kinetische Effekte zum Übergang der Schichteigenschaften (Skalen) in den kinetischen Bereich. Unter dieser Annahme repräsentieren die Phänomene, basierend auf den bisher bestätigten Kriterien, Dipolarisierungsfronten in einem rein magnetohydrodynamischen Stadium ihrer Evolution.

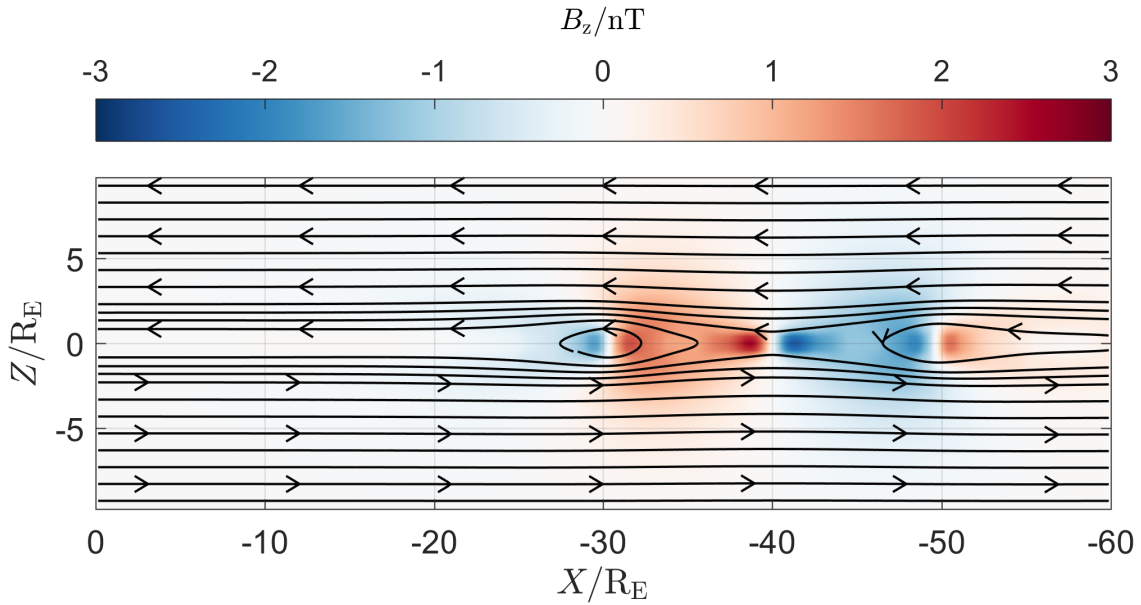


Abbildung 5.8: B_z -Komponente des Magnetfeldes in der Simulationsbox bei $t \approx 600$ s. Die Diffusionsregion wurde bei etwa $t_1 \approx 70$ s aktiviert. Die schwarzen Linien repräsentieren magnetische Feldlinien.

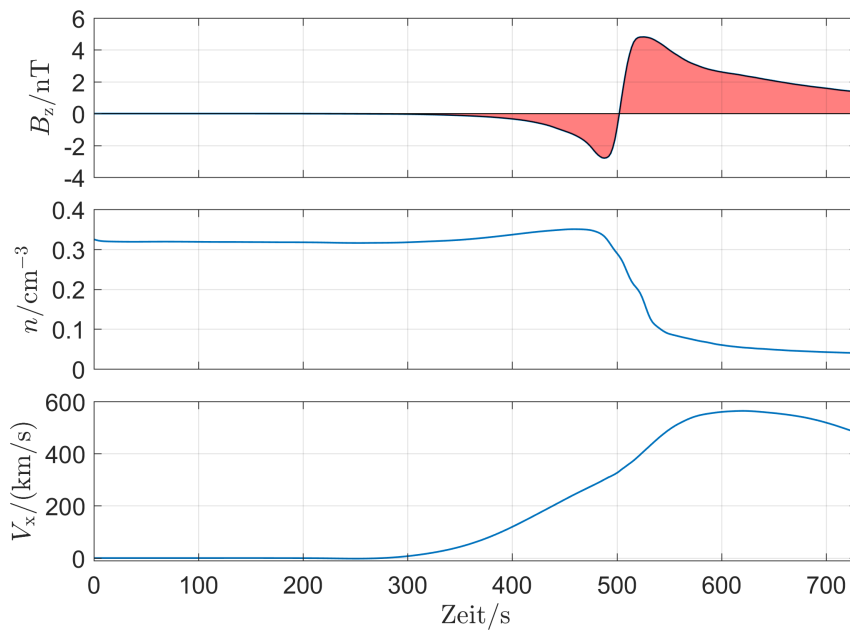


Abbildung 5.9: Ausgewählte Plasmaprofile für die Messung eines virtuellen Satelliten bei $\vec{r} = (-22 R_E, 0, 0)^T$. Die Simulation wurde mit einer Harris-Schichtdicke von $L_{NS} = 1.5 R_E$ initialisiert. Die Asymmetrie der magnetischen Signatur ist durch die eingefärbte Fläche hervorgehoben.

Der qualitative Verlauf der Magnetfeld- und Teilchendichteprofile innerhalb der Front (zwischen Minimum und Maximum der B_z -Komponente) legt eine Antikorrelation zwischen diesen beiden Größen nahe, wie sie von Runov et al. (2011) als Folge des diamagnetischen Stromanteils vermutet und untersucht wurde.

Form der Fronten

Die Form von Dipolarisierungsfronten wurde unter anderem durch Sergeev et al. (1996), Nakamura et al. (2005) und Liu et al. (2013) postuliert und durch Satellitenbeobachtungen bestätigt. Es hat sich gezeigt, dass die Schicht in der XY-Ebene konvexe und in der XZ-Ebene konkave Form annimmt (Abbildung 4.2). Abbildung 5.10 stellt Schnitte der B_z -Komponente in den XY- und XZ-Symmetrieebenen der Simulation innerhalb der Beobachtungsregion dar. Anhand der B_z -Komponente kann abgelesen werden, in welchen Teilbereichen der Störung die Stromschicht in Y-Richtung verläuft (weiße Trennschicht). Es ist deutlich zu erkennen, dass die Krümmung der Front sehr gut mit den formulierten Beobachtungen und Erwartungen übereinstimmt.

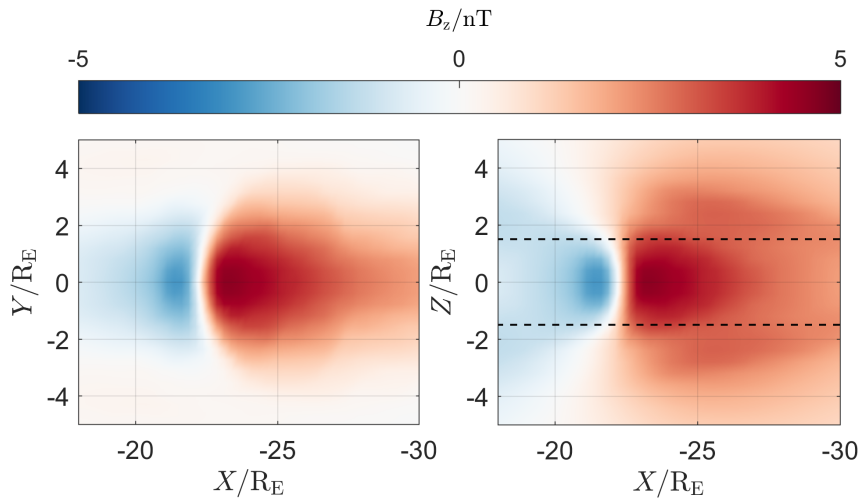


Abbildung 5.10: XY- (oben) und XZ-Schnitte (unten) der B_z -Komponente des Magnetfeldes einer simulierten Dipolarisierungsfront nach Eintritt in die Beobachtungsregion. Die Simulation wurde mit einer Harris-Schichtdicke von $L_{\text{NS}} = 1.5 R_E$ initialisiert. Die Ausdehnung der Schicht ist durch die gestrichelten Linien gekennzeichnet.

Die Krümmung in der XZ-Ebene ist als Folge der ansteigenden Alfvégeschwindigkeit abseits der Neutralschicht zu verstehen. Weiter außen liegende Phasenfronten überholen die innen liegenden, für die $v_A \rightarrow 0$ (Krauss-Varban und Karimabadi 2003). Basierend darauf werden diese äußeren Phasenfronten kontinuierlich in Richtung der Neutralschicht gebrochen. Die mittlere Ausbreitungsrichtung der Gesamtstruktur ist damit definiert durch die Richtung parallel zur Neutralschicht, beziehungsweise, in Anwendung auf den Erdmagnetschweif, in Richtung

der magnetischen Spannung des Hintergrundfeldes \vec{B}_0 mit

$$\vec{F}_S = \frac{1}{\mu_0} (\vec{B}_0 \cdot \nabla) \vec{B}_0. \quad (5.24)$$

Diese Vermutung wurde auch bereits von Schmid et al. (2014) vorausgesetzt und zur Neudefinition eines intrinsischen Koordinatensystems benutzt. Inwieweit sich dies anhand der Satellitenbeobachtungen verifizieren lässt, wird in Kapitel 6 diskutiert werden.

Anhand von Abbildung 5.10 lässt sich als weitere Beobachtung feststellen, dass die Ausdehnung der Region, die eine eindeutige negative B_z -Exkursion aufweist, sowohl in der XY- als auch in der XZ-Ebene sehr begrenzt ist. In realen Beobachtungen sollte daher die charakteristische Signatur nur zu sehen sein, wenn sich der Satellit nicht zu weit vom Zentrum der Struktur entfernt befindet. Die THEMIS-Beobachtungen werden zeigen, ob diese Vermutung auch auf die Phänomene im Magnetschweif der Erde zutrifft.

Stromschichten

Als Resultat der gekrümmten Front in der XY-Ebene muss auch die damit einhergehende Stromschicht gekrümmter Natur sein. Yao et al. (2015) konnten diese Form anhand von THEMIS-Beobachtungen nachweisen und mit dem Phänomen der magnetosphärischen *banana currents*, einem Stromsystem um einen Druckgradienten, in Verbindung bringen (Liemohn et al. 2013).

Um das Stromsystem der simulierten Phänomene deutlicher hervorzuheben, ist es hilfreich, Hintergrund und Änderung voneinander zu trennen. Die ungestörte Harris-Schicht geht nach dem Durchflutungsgesetz (und bei Vernachlässigung des Verschiebungsstroms) einher mit einem Strom in Y-Richtung:

$$\mu_0 j_y = \frac{\partial B_x}{\partial z} - \underbrace{\frac{\partial B_z}{\partial x}}_{=0}, \quad (5.25)$$

$$= \frac{\partial}{\partial z} B_L \tanh(z/L_{NS}), \quad (5.26)$$

$$= \frac{B_L}{L_{NS}} \text{sech}^2(z/L_{NS}). \quad (5.27)$$

Im unteren Teil von Abbildung 5.11 ist dieser Hintergrundstrom vom Gesamtstrom abgezogen. Ganz in Analogie zu Abbildung 5.10 ist hier das gekrümmte Stromsystem deutlich zu erkennen. Mit etwa 1 nA/m^2 erreicht die Störung damit ungefähr die Stärke der Hintergrundstromdichte mit 1.25 nA/m^2 in dieser Simulation.

Neben der Stromdichtespitze in Y-Richtung im Zentrum der Front ist außerdem zu erkennen, dass die Struktur ihre Umgebung auch weit vor der Front formt. In positiver X-Richtung vor der Front ist über viele R_E hinweg eine deutliche Reduktion der Gesamtstromdichte zu beobachten, wie sie auch von Lu et al. (2016) in speziellen THEMIS-Events nachgewiesen wurde. Es ist naheliegend, dass der Einflussbereich solcher Störungen die umgebende Schweiftopologie in einem deutlich größeren Bereich beeinflusst, als die Größe der Plasma Bubble vermuten lässt.

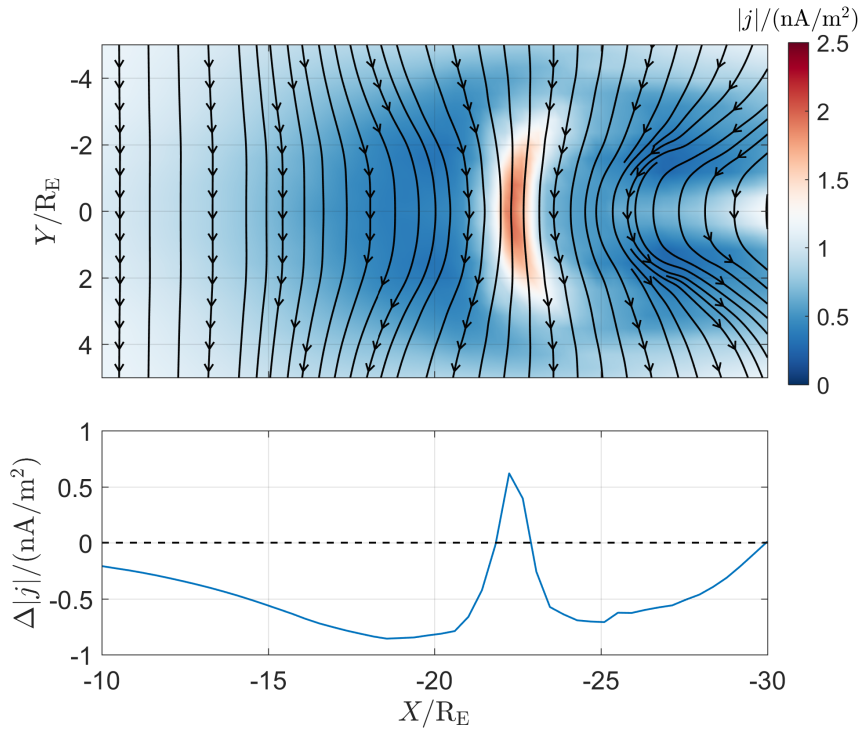


Abbildung 5.11: Oben: XY-Schnitt durch die Gesamtstromdichte bei $Z = 0$, die durch die Dipolarisierungsfront hervorgerufen wird. Die schwarzen Linien kennzeichnen die Stromrichtungen in der Ebene. Unten: Profil der Gesamtstromdichteänderung entlang einer Geraden mit $Y = Z = 0$.

Gemessen an der Übereinstimmung der bisherigen Beobachtungen mit den in Kapitel 4.1 definierten Identifizierungskriterien können die simulierten Strukturen mit großer Wahrscheinlichkeit als Dipolarisierungsfronten bezeichnet werden. Abgesehen von der Nicht-Reproduzierbarkeit der realen Zeit- und Längenskalen, begründet durch die Modellierung mit magnetohydrodynamischen Annahmen, kann der Großteil der Eigenschaften in den Simulationen beobachtet werden.

Mit Hilfe dieses sehr einfachen Simulationsmodells kann nun der Schritt unternommen werden, zusätzliche Informationen über die Besonderheiten von Dipolarisierungsfronten zu erhalten. So wurde bisher der Zusammenhang zwischen Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes noch nicht näher betrachtet. Tatsächlich gibt es zum aktuellen Zeitpunkt keinen Grund, warum die simulierten Strukturen nicht genauso gut als Flux Ropes bezeichnet werden könnten. Immerhin deckt sich ein Großteil der in Kapitel 4.2 ebenfalls mit den Beobachtungen in den Simulationen. Der folgende Abschnitt wird zeigen, dass die Grenzen zwischen diesen beiden Phänomenen tatsächlich nur schwer auszumachen sind.

Gemeinsamkeiten von Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes

Bei der Untersuchung von Dipolarisierungsfronten werden häufig nur die B_z -Profile des Magnetfeldes statistisch untersucht, da sie, unabhängig von der Position der Messung innerhalb der Struktur eine stabile Signatur aufzuweisen schei-

nen. Tatsächlich können jedoch die übrigen Komponenten viel über die Struktur und auch die Hintergrundbedingungen des umgebenden Plasmas verraten. Betrachtet man die B_y -Komponente des Magnetfeldes für die simulierten Dipolarisierungsfronten, so lässt sich feststellen, dass es im Zentrum der Struktur ein starkes Magnetfeld gibt, das nur durch Ströme hervorgerufen werden kann, die die XY-Symmetrieebene verlassen. Eine solche Konfiguration tritt jedoch nur ein, wenn das Hintergrundfeld des Schweifmodells in Y-Richtung von null verschieden ist. Eine Beispielsituation solcher Messungen ist in Abbildung 5.12 dargestellt. In den beiden Fällen ist das Hintergrundfeld von gleicher Amplitude, aber unterschiedlicher Polarität. Während die B_z -Komponente in beiden Simulationen identisch ist, zeigt sich das Kernfeld ebenfalls von unterschiedlicher Polarität. Es zeigt sich, dass dieses Hintergrundfeld für eine Verkipfung des in Abbildung 5.11 gezeigten Stroms aus der XY-Ebene heraus verantwortlich ist.

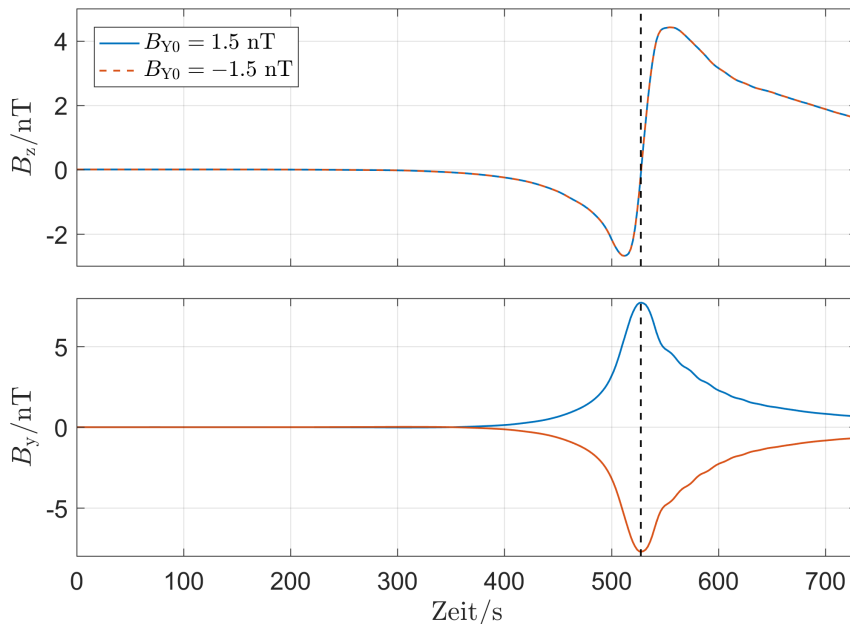


Abbildung 5.12: B_z - und B_y -Profile in der Symmetrieebene von Dipolarisierungsfronten, die einen ein Schweifmodell mit unterschiedlichem Hintergrundfeld B_{Y0} propagieren. Die gestrichelte Linie markiert den Nulldurchgang der B_z -Signatur. Gezeigt ist nur die Variation des Feldes, B_y , ohne das konstante Hintergrundfeld B_{Y0} .

Aus Abbildung 5.11 lässt sich in erster Näherung annehmen, dass sich der Strom in der Dipolarisierungsfront in einem ebenen Ring hinter der Front schließt (für ein verschwindendes Hintergrundfeld). Diese Situation ist auf der linken Seite von Abbildung 5.13 dargestellt. Im Symmetriezentrum der Störung kann jedoch ein solcher Ring keine B_y -Variation erzeugen. Für ein endliches Hintergrundfeld kippt dieses Stromsystems und erzeugt eine messbare B_y -Komponente, während die B_z -Komponente qualitativ nicht beeinflusst wird. Diese vereinfachte Modellvorstellung unterschlägt die tatsächlichen Variationen der Stromdichten entlang dieses Rings, sowie eventuelle Zu- und Abflüsse an den Flanken der Struktur. Sie

stellt gewissermaßen nur den Alfvénischen Anteil dieses Systems dar und reduziert die tatsächliche Situation nur auf die notwendigsten Komponenten zum Verständnis dieses Teilphänomenes.

Da die Verdrehung des Stromsystems eine Funktion des Hintergrundfeldes ist, und das B_y -Feld eine Funktion dieser Verkipfung, gilt in erster Näherung ein Zusammenhang zwischen Kernfeld der Störung und Hintergrundfeld des Schweifs:

$$\max B_y \propto B_{Y0}. \quad (5.28)$$

Dieser Zusammenhang folgt direkt aus dem Theorem des eingefrorenen Flusses nach Gleichung (2.4) in der Form

$$\vec{E} = -\vec{v} \times \vec{B}. \quad (5.29)$$

Ein Plasmaelement auf der Symmetrielinie $Y = Z = 0$ sieht erst mit der Existenz eines Hintergrundfeldes in Y-Richtung ein elektrisches Feld in Z-Richtung:

$$v_x \cdot B_{Y0} = -E_z, \quad (5.30)$$

und damit einen Polarisationsstrom $\vec{j}_p \propto d\vec{E}/dt$ in dieselbe Richtung. Es gilt daher

$$B_{Y0} \propto -E_z \propto -j_z \propto B_y, \quad (5.31)$$

wie sich auch leicht anhand der Rechten-Hand-Regel in Abbildung 5.13 nachvollziehen lässt.

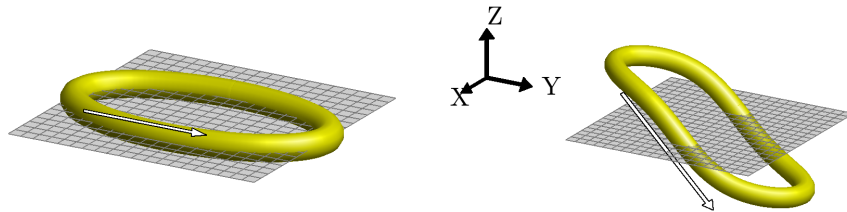
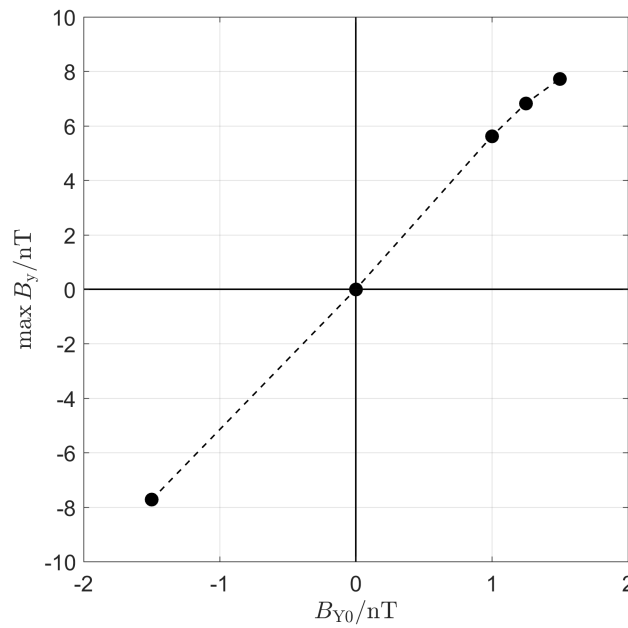


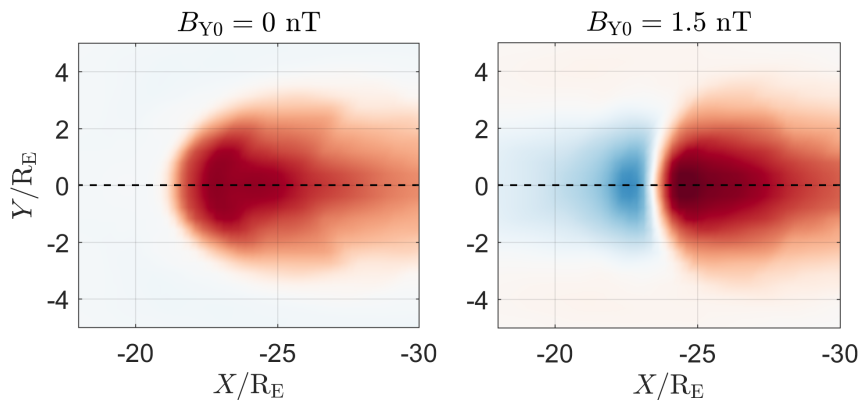
Abbildung 5.13: Einfaches schematisches Modell einer Stromsituation ohne (links) und mit B_y -Hintergrundfeld (rechts). Der Pfeil deutet die Richtung des Stroms an.

Die Tatsache, dass die Polarität des Magnetfeldes im Zentrum der Struktur mit dem Hintergrundfeld in Y-Richtung korreliert zu sein scheint, zählt üblicherweise zu den Identifizierungseigenschaften von Flux Ropes (siehe Kapitel 4.2). Ob und in wie weit ein ähnlicher Zusammenhang in den beobachteten Daten bestätigt werden kann, soll im Anschlusskapitel überprüft werden. Abbildung 5.14 veranschaulicht die Ergebnisse einer Reihe von Simulationen, in denen die Feldstärke dieses Hintergrundfeldes variiert wurde. Es ist eindeutig, dass die Polarität des Zentralfeldes mit der des Hintergrundfeldes korreliert. Einen ähnlichen Befund in Satellitendaten nachzuweisen, gestaltet sich dadurch schwierig, dass die Bestimmung einer Hintergrundfeldstärke in Y-Richtung des Erdmagnetschweifes mit einer groben Unsicherheit verbunden ist. Trotzdem wird in Kapitel 6 der Versuch unternommen, einen ähnlichen Trend in den THEMIS-Beobachtungen nachzuweisen.



Abbildungung 5.14: Abhängigkeit des Magnetfeldes im Zentrum der Strukturen für unterschiedliche Hintergrundfeldstärken in den Simulationen. Die wenigen Datenpunkte sind nur der Sichtbarkeit halber miteinander verbunden.

Das Vorhandensein eines Kernfeldes und dessen Abhängigkeit vom Hintergrundfeld sind gemäß Kapitel 4.2 Identifikationskriterien für Flux Ropes. Dass diese Eigenschaften nun an Strukturen wiedergefunden werden, die einen Großteil der Bedingungen für Dipolarisierungsfronten erfüllen, legt nahe, dass diese beiden Phänomene sich im Kern sehr ähnlich sind. Stellt man sich jedoch Flux Ropes so vor, wie sie in Abbildung 4.4 dargestellt sind, so ist es unvermeidlich, dass die durch sie hervorgerufene B_z -Signatur symmetrisch ist (Burlaga 1988, Slavin et al. 2003).



Abbildungung 5.15: XY-Schnitte der B_z -Komponente des Magnetfeldes in der Symmetrieebene zweier Dipolarisierungsfronten mit unterschiedlichem Hintergrundfeld, aber zu gleichen Simulationszeitpunkten.

Abbildung 5.15 veranschaulicht die unterschiedliche Form zweier Dipolarisierungsfronten, für die unterschiedliche Hintergrundfeldstärken angenommen wurden. Die Darstellung macht wesentliche Unterschiede deutlich, die allein durch diesen Parameter beeinflusst werden können: Die Struktur auf der linken Seite ($B_{Y0} = 0$) hat in der gleichen Zeit einen größeren Weg zurückgelegt. Da die Alfvéngeschwindigkeit in der Simulation auf der rechten Seite ($B_{Y0} > 0$) größer ist und alle anderen Parameter identisch sind, scheint vielmehr die rechte Struktur durch die veränderte Hintergrundfeldkonfiguration gebremst zu werden. Die beiden Fronten weisen eine unterschiedliche Krümmung ihrer Stromschichten auf. Während die linke Struktur stark gekrümmt ist, fällt die Krümmung auf der rechten Seite geringer aus. Dieser Effekt bedingt die Asymmetrie in der gemessenen B_z -Komponente des Magnetfeldes. Wäre die Stromschicht parallel zur Y-Achse der Simulationsbox, so wäre diese Signatur symmetrisch. Eine (konvexe) Krümmung in der XY-Ebene bei einem Strom in Y-Richtung verstärkt das Magnetfeld auf der Rückseite der Front und verringert es auf ihrer Vorderseite. Natürlich ist der Ursprung dieser Krümmung zuallererst in der Lokalisierung der Anregung des Rekonnexions-Impulses in der Simulationsbox zu suchen. Die Form von beobachteten Dipolarisierungsfronten (siehe Kapitel 4.1) legt jedoch nahe, dass diese Region sich auch im Erdmagnetschweif nicht über seine gesamte Breite erstreckt und somit eine konvexe XY-Geometrie hervorruft.

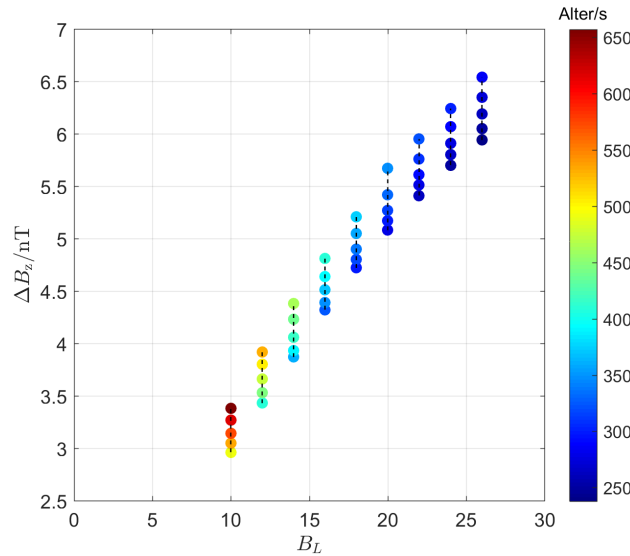


Abbildung 5.16: Differenz zwischen Maximum und Minimum von Dipolarisierungsfronten für verschiedene Lobe-Feldstärken. Die Farbe spiegelt das Alter der Fronten zu Beobachtungszeitpunkt wider. Datenpunkte auf vertikalen Linien gehören zur selben Simulation.

Es ist davon auszugehen, dass verschiedene Umgebungsparameter Einfluss auf die Ausprägung und Evolution dieser Krümmung haben werden. Abbildung 5.16 veranschaulicht eine Reihe verschiedener Simulationsdurchgänge mit unterschiedlichen Lobe-Feldstärken. Die Dipolarisierungsfronten wurden an verschiedenen Punkten in der Beobachtungsregion detektiert und anhand ihres Al-

ters klassifiziert. Aufgetragen ist die Variation zwischen dem Minimum und dem Maximum einer jeden Front ΔB_z .

Abbildung 5.16 nähert die Ergebnisse einer Situation an, in der verschiedene (simulierte) Satellitenbeobachtungen von Dipolarisierungsfronten aus unterschiedlichen Evolutionsstadien in eine einzige Grafik zusammengeführt werden. Es wird deutlich, dass ΔB_z sowohl davon abhängt, wie stark das umgebende Magnetfeld ist, als auch davon, wie lange eine Front bereits durch die Simulationsbox propagiert ist. Folglich ist eine Front mit geringem ΔB_z entweder sehr jung oder in einem Modell mit geringer Feldstärke entstanden. Bei Kenntnis eines dieser beiden Parameter können Rückschlüsse auf den anderen gemacht werden, sofern diese beiden Variablen als dominierend betrachtet werden.

Interessanterweise lässt Abbildung 5.16 auch erahnen, dass es eine Existenzgrenze für Dipolarisierungsfronten geben könnte. Eine Ausgleichsgerade für Events gleichen Alters hätte ihren Nulldurchgang für $B_L > 0$. In den durchgeführten Simulationen wird also kein Event mehr erzeugt, wenn die Feldstärke unter diesen Schwellwert fällt. Dies lässt sich in erster Linie so verstehen, dass unter diesen Bedingungen die Verscherung des Magnetfeldes in der Nähe der Neutral-schicht so schwach wird, dass keine Rekonnexion angetrieben werden kann.

Die Zusammenhänge zwischen der Krümmung der Fronten und den dadurch zu erwartenden Magnetfeldvariationen werden in den Folgekapiteln anhand der tatsächlichen Satellitenbeobachtungen näher verfolgt. Im Prinzip könnten die hier erzeugten Phänomene dazu genutzt werden, Altersbestimmungen von Dipolarisierungsfronten vorzunehmen und die Frage nach dem Ursprungsort der Strukturen näher zu beleuchten.

Magnetfeldprofile außerhalb der Symmetriezentren

Bisher wurden die magnetischen Störungen vor allem auf der Symmetrielinie der Dipolarisierungsfronten betrachtet. Tatsächlich ist es nur sehr unwahrscheinlich, dass ein Satellit im Erdmagnetschweif ein solches Phänomen direkt in seinem Zentrum passiert. Es ist daher naheliegend, eine Erwartungshaltung bezüglich der Signaturen abseits der Symmetrielinie zu bilden.

Bereits die Abbildungen 5.10 und 5.15 haben gezeigt, dass die negative B_z -Exkursion vor allem im Zentrum der Struktur lokalisiert ist und abseits davon schwächer wahrgenommen werden sollte. Bezüglich der B_x -Komponente ist es allerdings offensichtlich, dass auch eine Verkipfung des Stromsystems auf der Symmetrielinie $Y = Z = 0$ kein messbares Profil erzeugen dürfte. Ein Satellit, der die Struktur jedoch ober- ($Z > 0$) oder unterhalb ($Z < 0$) der Symmetrieebene passiert, sollte dagegen charakteristische Zeitreihen aufnehmen, die Aufschluss über die zentrale Stromschicht geben könnten.

Anhand von Abbildung 5.17 ist ein einfaches Modell des zentralen Stromsystems einer Dipolarisierungsfront veranschaulicht. Die Darstellung spiegelt nur die Ströme wider, die durch die Front selbst erzeugt werden; der Harris-Neutralschichtstrom wird außer Acht gelassen. Gemäß den Beobachtungen in den Simulationen und den in Kapitel 4.1 abgeleiteten Eigenschaften befindet sich vor der eigentlichen Front eine Region, in der die Gesamtstromdichte reduziert wird

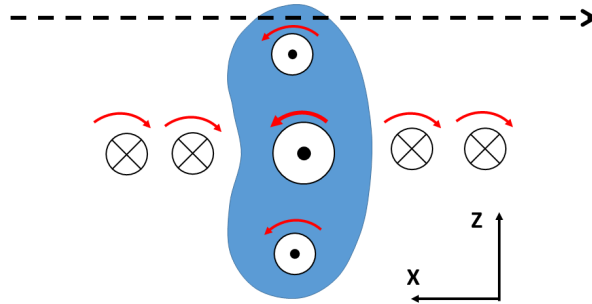


Abbildung 5.17: Einfache Modellvorstellung der Stromstörung in der XZ-Ebene. Rote Pfeile deuten Magnetfelder an, die gestrichelte Linie stellt den möglichen Pfad eines beobachtenden Satelliten dar.

(dargestellt durch eine negative ($-Y$) Störung). Die Front selbst kennzeichnet sich durch einen ausgeprägten Strom in Y-Richtung, während im Anschluss wieder eine Reduktion durch den Schließungsstrom folgt. Ein Satellit, der dieses Modell entlang der gestrichelten Linie passiert, wird eine B_x -Signatur wahrnehmen, die, relativ zum Ruheniveau, eine Abfolge von negativen, positiven, negativen Ausschlägen enthält.

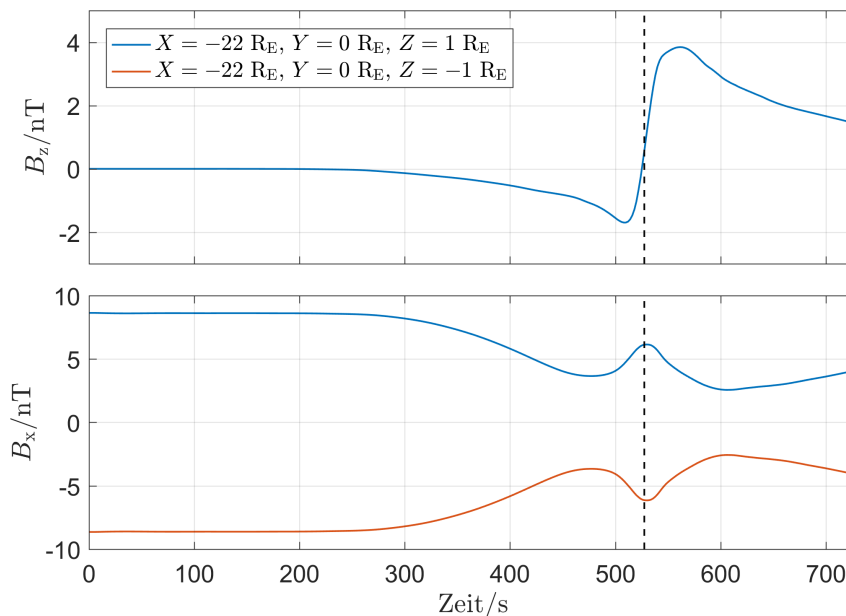


Abbildung 5.18: B_z - und B_x -Profile der Messungen zweier virtueller Satelliten abseits der Symmetrieebene. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den Nulldurchgang der B_z -Komponente.

Anhand der durchgeführten Simulation kann überprüft werden, inwieweit dieses vereinfachte Modell der Situation im Modellschweif entspricht. Abbildung 5.18 zeigt für zwei Satellitentrajektorien über und unter der Symmetrieebene aufgenommene B_x -Profile. Die beiden Satelliten befinden sich jeweils $1 R_E$ von $Z = 0$

entfernt. Ausgehend von dem Ruheniveau von $|B_x(Z = \pm 1 R_E)| \approx 9 \text{ nT}$ wird die Schweifkonfiguration bereits deutlich vor Eintreffen der eigentlichen Front stark beeinflusst. Mit dem Eintreffen der Dipolarisierung (zu erkennen in der B_z -Komponente) gibt es eine deutliche Signatur der erdwärtigen Feldkomponente, die den zuvor formulierten Erwartungen entspricht. Unter der Symmetrieebene ist diese Signatur entsprechend gespiegelt vorzufinden.

Die vereinfachte Architektur der Simulationsumgebungen macht es zweifelsfrei möglich, die relative Position der Satelliten innerhalb der Strukturen festzulegen. Eine solche Identifikation in den THEMIS-Beobachtungen durchzuführen wird dadurch erschwert, dass die Symmetrieebene der Phänomene zunächst noch unbekannt ist. Insbesondere ist davon auszugehen, dass die Z_{GSM} -Richtung kein geeignetes Maß für die relative Lage zur Neutralschicht ist.

Kapitel 6 wird zeigen, dass die formulierten Erwartungen für die B_x -Komponente nicht nur dafür genutzt werden können, das gezeigte Minimalstromsystem zu verifizieren, sondern auch dazu, die Lage der Symmetrieebene der Strukturen zu bestimmen. Auf diese Weise kann ein Koordinatensystem definiert werden, dass die realen Messdaten in eine Geometrie überführt, die den Simulationen sehr nahe kommt.

Zusätzlich können die in diesem Kapitel gemachten Ergebnisse dazu genutzt werden, abzuschätzen, wie alt die mit den Satelliten beobachteten Events sind. Zusammen mit einem simulationsbasierten Modell für die zeitliche Ausbreitung solcher Strukturen, kann ein Schätzer für den Ursprungsort der Dipolarisierungsfronten entwickelt werden. Diese Form der Konvergenz von Simulationen und Satellitenbeobachtungen wird in Kapitel 7 vorgenommen.

6 Beobachtungen von Dipolarisierungsfronten

Mit Hilfe der in Kapitel 4 definierten Kriterien konnte eine Datengrundlage von 460 Events in den THEMIS-Beobachtungen aufgebaut werden. Zum Vergleich: Liu et al. (2013) erstellten eine Datenlage mit über 5000 Events in THEMIS-Daten, während Schmid et al. (2014) etwa 1000 Ereignisse in Cluster-Beobachtungen beschreiben. Das kommende Kapitel wird deutlich machen, dass die strengen Auswahlkriterien in der vorliegenden Arbeit eine Beobachtungsgrundlage von sehr hoher Qualität erzeugt haben.

Während auf der einen Seite jedes einzelne dieser Events Grund zur detaillierten Analyse liefert, bedingt die hohe Informationsdichte der Gesamtheit aller Beobachtungen die Notwendigkeit der *statistischen* Betrachtung der Daten. Vor dieser statistischen Auswertung sollen jedoch trotzdem zwei Dipolarisierungsfronten in Einzelfalluntersuchungen diskutiert werden. An ihnen lassen sich viele der bekannten und in Kapitel 5 formulierten Eigenschaften wiedererkennen. Im Anschluss an diese Einzelfallbetrachtungen werden die Beobachtungen unterschiedlichen statistischen Analysen unterzogen.

6.1 Einzelfallanalyse: 21. März 2008

Als erstes Beispiel wird ein Event am 21. März 2008 vorgestellt, an dem einige Grundzüge der gefundenen Dipolarisierungsfronten erörtert werden können. Es ist an dieser Stelle notwendig, darauf hinzuweisen, dass die Beobachtungen nur auf den Satelliten THB und THC von den Auswahlkriterien eindeutig identifiziert wurden, obwohl ein geübtes Auge auch auf den anderen Sonden ähnliche Daten erkennen dürfte. In diesem speziellen Beispiel schlägt auf den übrigen drei Satelliten das Gradientenkriterium nicht an, die Richtungsänderung des Feldes wird vom Algorithmus also als nicht stark genug bewertet, um in die Liste mit aufgenommen zu werden. Nichtsdestotrotz bietet dieses Event bei der isolierten Betrachtung die Möglichkeit, alle Satelliten in die Auswertung mit einzubeziehen um mehr über die passierende Struktur herauszufinden. Im statistischen Mittel würden solche Schlussfolgerungen verschwimmen.

Die Satelliten befanden sich bei Eintreffen der Front an verschiedenen Positionen im Erdmagnetschweif. Abbildung 6.1 veranschaulicht die jeweiligen Positionen in GSM-Koordinaten, Tabelle 6.1 fasst Zeitpunkte, Positionen und Lage der

Satellit	Zeitpunkt (UTC)	$[X_{\text{GSM}}, Y_{\text{GSM}}, Z_{\text{GSM}}]/R_E$	Z_{NS}/R_E
THB	21.03.2008 08:08:35	$[-14.05, 5.27, 0.14]$	-0.81
THC	21.03.2008 08:08:59	$[-12.08, 4.77, -1.02]$	-0.80
THE	21.03.2008 08:09:17	$[-10.13, 5.41, -1.40]$	-0.69
THD	21.03.2008 08:09:30	$[-10.11, 4.32, -1.21]$	-0.75
THA	-	$[-7.52, 6.29, -1.49]$	-0.46

Tabelle 6.1: Beobachtungszeitpunkte, Satellitenpositionen und Neutralschichtpositionen.

Neutralschicht¹ zusammen. Wie sich an den Magnetfeldbeobachtungen später zeigen wird, passiert die Front die Satelliten in der Reihenfolge THB-THC-THE-THD, während THA das Event nicht beobachtet. Diese Reihenfolge entspricht auch den radialen Abständen in Richtung Erde. Es handelt sich erwartungsgemäß um ein erdwärts propagierendes Phänomen. Aus den Neutralschichtpositionen lässt sich ableiten, dass sich die Satelliten THC, THD, THE unterhalb der Neutralschicht aufhielten, der Satellit THB als einziger darüber. Dieser Umstand wird bei der Analyse der Magnetfelddaten von Bedeutung.

Die Tatsache, dass THD das Event ganze 13 s später als THE wahrnimmt, lässt darauf schließen, dass die Front gekrümmt ist (konvex in der XY-Ebene) und ihre Propagationsrichtung in etwa entlang der Satelliten THB-THC-THE verläuft. Dass THA jedoch keine Beobachtungen macht, liefert wiederum Hinweise darauf, dass die Struktur entweder bereits durch den erdwärts ansteigenden magnetischen und thermischen Druck gestoppt wurde oder sie in ihrer Ausdehnung nicht groß genug ist, um den Satelliten THA zu erreichen. Mit Hilfe der Zeitpunkte und Satellitenpositionen lässt sich abschätzen, dass die Front zwischen den Sonden THC und THE mit mindestens 500 km/s unterwegs ist. Die Geschwindigkeiten zwischen den Sonden sind in Tabelle 6.2 wiederzufinden.

Satelliten	Mittlere Geschwindigkeit
THB - THC	565 km/s
THC - THE	517 km/s
THC - THD	372 km/s

Tabelle 6.2: Ungefähre mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Fronten zwischen den Satelliten, bestimmt aus einer Timing-Analyse der magnetischen Zeitreihen.

Die Vektormagnetfeldmessungen der Satelliten ermöglichen die Bestimmung der Flächennormalen der Dipolarisierungsfronten. Dazu werden die Datenpunkte zwischen den Minimums- und Maximumsdurchgängen der B_z -Komponente (siehe Abbildung 6.5) einer Minimum-Varianz-Analyse unterzogen. Die Richtungen der Flächennormalen \vec{n} sind ebenfalls in Abbildung 6.1 verzeichnet. Betrachtet man zunächst die XY-Ebene, so bestätigen sich die zuvor formulierten Beobach-

¹Die Neutralschichtposition ist als Position über/unter dem Satelliten zu verstehen und leitet sich aus dem Nulldurchgang der B_x -Komponente des TS96-Modells ab (Tsyganenko 1995).

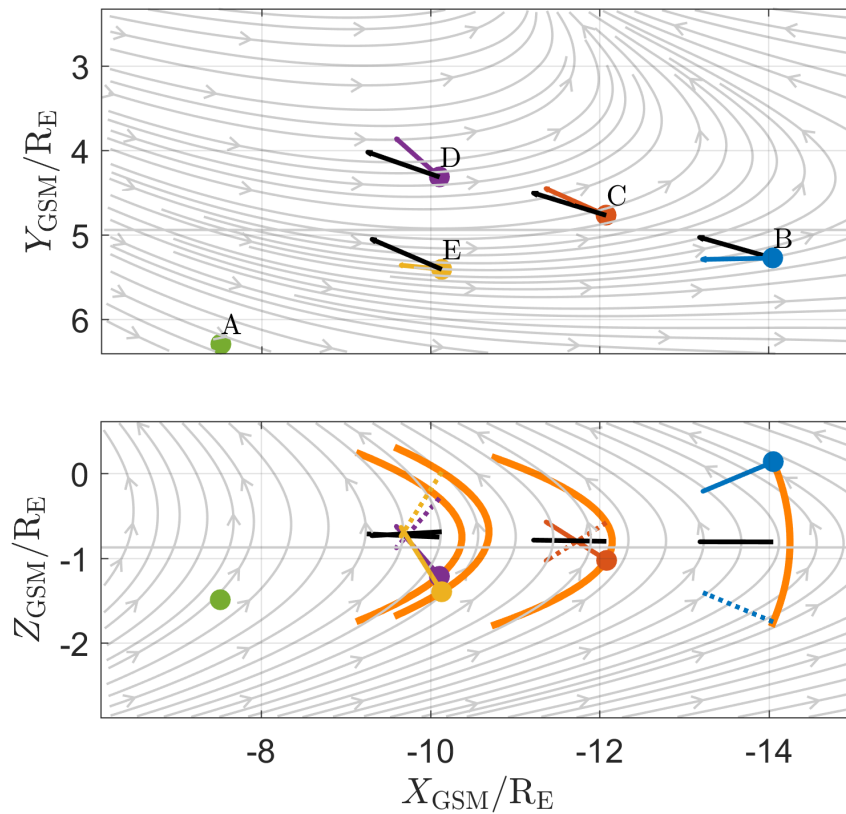


Abbildung 6.1: Satellitenpositionen und Flächennormalen, Symmetrierichtungen (schwarz) und Feldlinien (grau) des Magnetschweifs nach dem TS96-Modell für das Event am 21. März 2008.

tungen: Unter der Annahme, dass die Ausbreitungsrichtung der Front ungefähr der \vec{X}_{GSM} -Richtung entspricht, liegen die Satelliten THB und THE weitestgehend im Zentrum der Struktur, da $\vec{n} \parallel \vec{X}_{\text{GSM}}$. Die Beobachtungen der Satelliten THC und THD unterstützen eine konvexe Form der Struktur. In der XY-Ebene scheint die (in schwarz eingezeichnete) Richtung der magnetischen Spannung des TS96-Modells nicht der tatsächlichen Ausbreitungsrichtung zu entsprechen.

In der XZ-Ebene wird deutlich, dass die Satelliten, die sich unter der Neutralschicht befinden, eine nordwärtige Flächennormale aufweisen, während THB eine südwärtsige Flächennormale zeigt. Dies lässt den im vorherigen Kapitel formulierten Schluss zu, dass die Neutralschicht eine natürliche Symmetrieebene bildet. Unter dieser Voraussetzung werden zusätzliche Informationen geschaffen, die die präzisere Bestimmung der Architektur ermöglichen: Bildet die Neutralschicht in der XZ-Ebene die Symmetrieachse, so gibt es einen virtuellen Satelliten gegenüber der Neutralschicht, der eine entgegengerichtete Flächennormale aufweist. Dieses Modell ist in Abbildung 6.2 unter der Annahme veranschaulicht, dass die Front in etwa die Form einer Parabel aufweist²: Ein Satellit an der Position (x_0, z_0)

²Typischerweise werden diese Näherungen mit Halbkreisen vorgenommen (Huang et al. 2015), allerdings ist schon qualitativ aus Abbildung 5.15 ersichtlich, dass die Fronten nicht halbkreisförmig zu sein scheinen. Hier wird daher eine in erster Näherung parabelförmige Front angenommen.

bestimmt eine Flächennormale (n_x, n_z) . Zu ihm gibt es einen Spiegelsatelliten gegenüber der Neutralschicht bei $(x_0, z_{\text{NS}} - (z_0 - z_{\text{NS}}))$ mit einer entgegen gerichteten Flächennormalen $(n_x, -n_z)$. Unter der Voraussetzung, dass an jedem Punkt der Parabel $x_{\text{DF}} = x_{\text{DF}}(z)$ die Flächennormalen senkrecht zu $\frac{\partial}{\partial z} x_{\text{DF}}(z)$ sind, kann die Gleichung dieser Parabel eindeutig bestimmt werden. Die resultierende Parabel hat ihren Scheitelpunkt auf Höhe der Neutralschicht. Für die vier Satelliten sind diese Fronten zusammen mit den Spiegelbeobachtungen (gestrichelt) in Abbildung 6.1 eingezeichnet (orange). Die Ermangelung einer Symmetrieachse macht ein ähnliches Verfahren für die XY-Ebene nicht ohne Weiteres praktikabel.

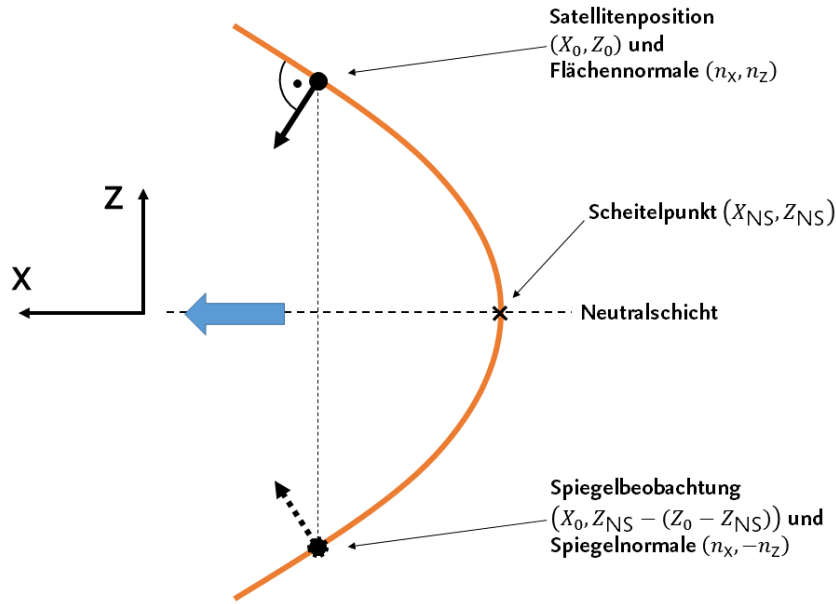


Abbildung 6.2: Skizzierung der Parabelnäherung für die Form einer Dipolarisierungsfront mit Hilfe der Spiegelbeobachtung durch einen virtuellen Satelliten (gestrichelt), der sich gegenüber der Neutralschicht als Symmetrieachse befindet.

Abbildung 6.1 macht deutlich, dass sich die Form der Front in der XZ-Projektion zwischen den Satelliten THB und THC maßgeblich verändert. Die Simulationen legen nahe, dass diese Deformation in erster Linie mit den unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten in und abseits der Neutralschicht zusammenhängt: Weiter außen liegende Bereiche überholen solche, die in Neutralschichtnähe liegen. Es kann an dieser Stelle der Versuch unternommen werden, dieses Phänomen zu modellieren: Es sei dazu angenommen, dass sich die Phase der Front im Sinne einer sich entspannenden Feldlinie mit einer magnetoakustischen Geschwindigkeit durch die Plasmaschicht bewegt:

$$v_{\text{Phase}} \vec{e}_x = \sqrt{\frac{1}{2} \left[v_A^2 + c_s^2 \pm \sqrt{(v_A^2 + c_s^2)^2 - 4v_A^2 c_s^2 \cos^2 \theta} \right]}, \quad (6.1)$$

als Phasengeschwindigkeit in X-Richtung und damit Näherungsweise entlang der Neutralschicht (Swanson 2003). Dabei bezeichnet c_s die lokale Schallgeschwindigkeit und θ den Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der Phasenfront und

dem Hintergrundmagnetfeld. Wie Abbildung 6.1 zu entnehmen ist, variiert dieser Winkel in etwa zwischen 45° und 90° , es wäre daher durchaus berechtigt, den letzten Term in der obigen Gleichung zu vernachlässigen – für die folgende Modellierung sei jedoch $\theta = 70^\circ$ angenommen, um nicht zu grobe Abweichungen in Kauf nehmen zu müssen.

Für die Schallgeschwindigkeit in der Neutralschicht ergeben die Satellitenbeobachtungen im Rahmen der Unsicherheiten Werte zwischen $C_S = 500 \text{ km/s}$ und $C_S = 700 \text{ km/s}$. Das Modell wird mit diesen beiden Extremwerten gerechnet. Diese Schallgeschwindigkeit liegt in der Größenordnung der aus der Timing-Analyse bestimmten Geschwindigkeiten in Tabelle 6.2. Die Schallgeschwindigkeit soll an dieser Stelle als über die Schicht konstant angenommen werden, auch wenn dies nur näherungsweise gerechtfertigt sein wird.

Anhand des TS96-Modells³ kann eine Modellierung der Alfvéngeschwindigkeit vorgenommen werden. Als Funktion von z ist sie abhängig von der lokalen Feldstärke und der Teilchendichte:

$$v_A(z) \approx \frac{|B(z)|}{\sqrt{\mu_0 n(z) m_p}}, \quad (6.2)$$

mit der Protonenmasse m_p . Dabei kann die Feldstärke in jedem Punkt näherungsweise über das TS96-Modell gewonnen werden. Unter der Annahme, dass die Teilchendichte in radialer Richtung keine Gradienten aufweist, soll sie mit Hilfe des Harris-Modells aus Kapitel 5 approximiert werden:

$$n(z) = n_{\text{NS}} \text{sech}^2((z - z_{\text{NS}})/L_{\text{NS}}). \quad (6.3)$$

Die gemessenen Teilchendichten an den beiden Satelliten betragen in etwa $n^{\text{THB}} \approx 0.25 \text{ cm}^{-3}$ und $n^{\text{THC}} \approx 0.35 \text{ cm}^{-3}$ (siehe Abbildung 6.7). Ihre Abstände zur Neutralschicht betragen $(z^{\text{THB}} - z_{\text{NS}}^{\text{THB}}) \approx 0.95 R_E$ und $(z^{\text{THC}} - z_{\text{NS}}^{\text{THC}}) \approx -0.23 R_E$. Daraus ergibt sich für das zuvor formulierte Teilchendichtemodell:

$$n(z) \approx 0.36 \text{ cm}^{-3} \text{sech}^2((z - z_{\text{NS}})/1.54 R_E). \quad (6.4)$$

Ausgehend von der für den Satelliten THB bestimmten Front bewegt sich jeder Punkt $x(t)$ auf dieser Parabel in erster (Euler-)Näherung mit

$$x(z, t) = x_{\text{DF}}(z)^{\text{THB}} + v_{\text{Phase}} \vec{e}_x \Delta t. \quad (6.5)$$

Abbildung 6.3 veranschaulicht den zeitlichen Verlauf der Deformation dieser Front, ausgehend vom Satelliten THB und innerhalb der Zeitdifferenz zwischen den beiden Satelliten THB und THC (siehe Tabelle 6.2). Offensichtlich reproduziert das formulierte Modell die Deformation einer Front durch den Neutralschichtabstand in sehr hohem Maße. Die modellierte Front bei $t = 24 \text{ s}$ und die tatsächlich durch den Satelliten THC bestimmte Front besitzen eine sehr hohe Übereinstimmung. Die höchste Konsistenz wird insbesondere dann erreicht, wenn für die Schallgeschwindigkeit ein Wert von $c_s \approx 500 \text{ km/s}$ angenommen wird. Da dieser Wert sehr nahe an den in Tabelle 6.2 notierten Geschwindigkeiten liegt, legt dieser

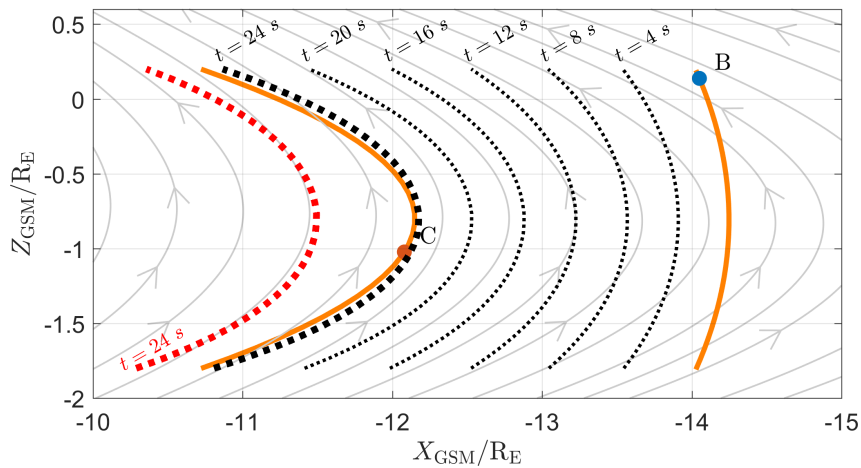


Abbildung 6.3: Abschätzung der Deformation der Dipolarisierungsfront zwischen den Satelliten THB und THC durch die Zunahme der Alfvéngeschwindigkeit abseits der Neutralschicht und numerische Zwischenschritte (gestrichelt). Die schwarzen Linien kennzeichnen die Modellrechnung für $c_s = 500$ km/s, die rote Linie nur den Endzustand für $c_s = 700$ km/s.

Befund nahe, dass sich die Phasenfronten in der Neutralschicht in der Tat in Form einer magnetoakustischen Störung ausbreiten.

Die Tatsache, dass diese Modellnäherung so gut funktioniert, ist mitnichten selbstverständlich: Eine erdwärts propagierende Struktur sollte mit abnehmender Distanz zur Erde zusehends durch die Druckgradientenkraft abgebremst werden. Shiokawa et al. (1997) haben gezeigt, dass ein sehr großer Teil der mit AMPTE/IRM beobachteten Fast Flows in einer Region um $X_{\text{GSM}} = -15 R_E$ gestoppt werden müsste. Dass diese Kraft für die beiden Satelliten THB und THC in diesem Event noch keine Rolle zu spielen scheint, lässt darauf schließen, dass die gegenwärtige Feldkonfiguration eine deutlich näher an der Erde liegende Stagnationsregion zuließ. Die Lage dieser Region lässt sich in erster Näherung über eine Form der magnetohydrodynamischen Impulsgleichung abschätzen (Gleichung 5.20). In der unmittelbaren Nähe des erdmagnetischen Feldes dominiert der linke Term der rechten Seite das Gleichgewicht, während im Schweifmagnetfeld vor allem die magnetische Spannung die treibende Kraft sein muss. Zwischen diesen beiden Regionen gibt es ein Gleichgewicht, dessen Lage mit Hilfe einiger Annahmen bestimmt werden kann. Die Anteile des magnetischen Druckes und der magnetischen Spannung können durch Zuhilfenahme des TS96-Modells abgeleitet werden. Die Berechnung erfolgt dabei unmittelbar in der Neutralschicht auf einer Linie, die die Positionen der Satelliten mit der Erde verbindet. Die obere Hälfte von Abbildung 6.4 veranschaulicht die Projektion dieser Ebene, die Linie der Berechnung und das Verhältnis von magnetischer Spannung und magnetischer Druckgradientenkraft. Es ist deutlich zu erkennen, dass in einiger Entfernung von der Erde die magnetische Spannung das Kräfteverhältnis dominiert. Nahe der Erde ist diese Relation erwartungsgemäß ausgeglichen. Um den thermischen Druck

³Unter Vernachlässigung der Indizes bleibt das verwendete Koordinatensystem GSM.

in der Neutralschicht abzuschätzen, können die Messungen der beiden Satelliten zu Hilfe genommen werden. Bei Kenntnis der Lage der Neutralschicht, sowie der Lobe-Feldstärke aus einem Druckgleichgewicht zwischen Neutralschicht und Lobes, kann der thermische Druck an den Satellitenpositionen in der Neutralschicht bemaßt werden. Zusammen mit einem Modell für die radiale Abhängigkeit des Plasmadrucks nach Slavin et al. (1985) und Buechner et al. (1991) ergibt sich durch Anpassung der Parameter

$$p_p(r) = 0.1587 \text{ nPa} \left(\frac{r}{15 R_E} \right)^{-1}, \quad (6.6)$$

mit $r = \sqrt{X_{\text{GSM}}^2 + Y_{\text{GSM}}^2}$. Der Exponent dieser Näherung ist von üblichen Werten (≈ 0.6) weit entfernt. Der thermische Druckgradient ist dadurch für dieses Event deutlich geringer als für den mittleren Magnetschweif. Auf Basis dieses Modells kann der Druckgradient entlang der in Abbildung 6.4 gezeigten Linie abgeschätzt werden. Die untere Hälfte der Darstellung veranschaulicht die einzelnen Terme entlang der Neutralschicht. Es ist deutlich zu erkennen, dass die magnetische Spannung die Kräftebilanz über einen sehr großen Bereich dominiert und erst sehr nahe bei der Erde ($r > -6 R_E$) vom Druckgradienten bilanziert werden kann. Da die Satelliten THB und THC sich bei Distanzen von etwa $-12 R_E$ und $-14 R_E$ aufhalten, ist davon auszugehen, dass auf dieser kurzen Strecke die Einflüsse der beschleunigenden Terme eine untergeordnete Rolle spielen. Entsprechend gut funktioniert die Modellierung der Propagation durch die veränderliche Alfvén-Geschwindigkeit.

Ein erneuter Blick auf Abbildung 6.1 macht deutlich, warum diese Modellierung nicht auch auf die Folgesatelliten THD und THE angewandt werden sollte. Mit Positionen bei etwa $-10 R_E$ befinden sie sich deutlich näher an der Stagnationsregion, wodurch davon auszugehen ist, dass die Ausbreitung der Struktur bereits maßgeblich durch den Druckgradienten beeinflusst wird. Entsprechend verhält es sich mit THA, dem Satelliten, der die Struktur überhaupt nicht beobachtet.

Die bis zu diesem Zeitpunkt am Einzelfall gemachten Beobachtungen unterstützen die Vermutungen, dass die Neutralschicht als zentrale Ausbreitungsebene der Dipolarisierungsfronten betrachtet werden kann. Sie ermöglicht die Bestimmung von Spiegelbeobachtungen und damit Aussagen zur Krümmung und Deformation der Strukturen. In der XZ-Ebene legt diese Krümmung eine konkave Form nahe. In der XY-Ebene macht die Abwesenheit einer offensichtlichen Symmetrie eine ähnliche Vorgehensweise schwierig. Die Betrachtung der Normalenrichtungen an allen Satelliten lässt jedoch vermuten, dass die Front eine konvexe Form aufweist. Diese Ergebnisse bestätigen daher die in Kapitel 4.1 und 5 formulierten Eigenschaften.

Abbildung 6.5 zeigt die B_z -Komponente der Magnetfeldmessungen an allen fünf Satelliten. Es wird deutlich, dass vor allem die Satelliten THB, THC und THE eine auf den ersten Blick eindeutige Dipolarisierung aufweisen. Im Falle von THD, dem Satelliten, der sich in der XY-Ebene am weitesten außerhalb zu befinden scheint, ist auch die manuelle Identifikation schwierig und kann nur mit Hilfe der zu erwartenden Ausbreitungsgeschwindigkeit vorgenommen werden. Satellit THA nimmt die Struktur auch deutlich nach den anderen Sonden nicht wahr.

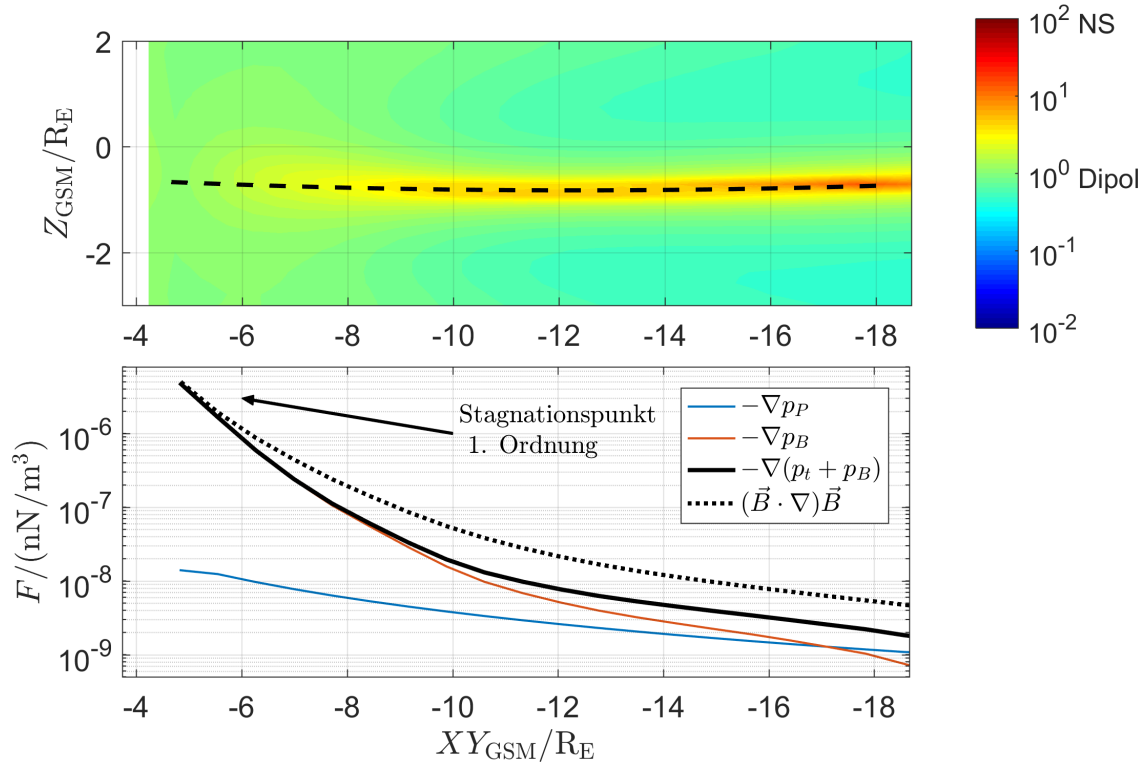


Abbildung 6.4: Oben: Verhältnis von Magnetischer Spannung und magnetischer Druckgradientenkraft für den 21. März 2008. Die gestrichelte Linie bildet die Berechnungsgrundlage für den thermischen Druck in der Neutralschicht. Unten: Vergleich der einzelnen Terme für die Kräftebilanz.

Mit Hilfe der MHD-Simulationen in Kapitel 5 wurde gezeigt, dass die Region der negativen B_z -Exkursion vor dem Zentrum einer Front konzentriert ist. Folglich sollten Satelliten, die abseits des Zentrums und damit abseits der Symmetrieebene, liegen, einen geringeren negativen Ausschlag beobachten als zentrumsnahe Satelliten. Wie Abbildung 6.1 gezeigt hat, befindet sich vor allem THC nahe am Zentrum der Struktur, THE liegt etwas abseits und THB deutlich über der Symmetrieebene. Abbildung 6.5 bestätigt die relativen Positionen durch die Magnetfeldbeobachtungen. THB, als außenliegender Satellit, nimmt keine negative B_z -Exkursion wahr, THE eine geringe, und THC einen deutlichen Ausschlag von mehreren Nanotesla.

Zusätzliche Hinweise auf diese Symmetriebetrachtungen werden durch die Betrachtung der B_x -Komponenten der Magnetfeldmessungen in Abbildung 6.6 geliefert. Der Übersichtlichkeit halber sind nur die Satelliten THB bis THE dargestellt. Die Auswertungen der Simulationen haben nahegelegt, dass die Variation der gemessenen B_x -Profile abhängig von der relativen Lage zur Symmetrie in der XZ-Ebene ist. Insbesondere sollte die Polarität eines solchen Profils davon abhängen, ob die Messung über oder unter dem Zentrum der Struktur durchgeführt wird. Die bisherigen Beobachtungen legen nahe, dass THB sich über der Symmetrie befindet, THC und THD dagegen darunter. Auch hier soll die Messung von THD aufgrund der Uneindeutigkeit des tatsächlichen Zeitpunktes keine Beachtung finden.

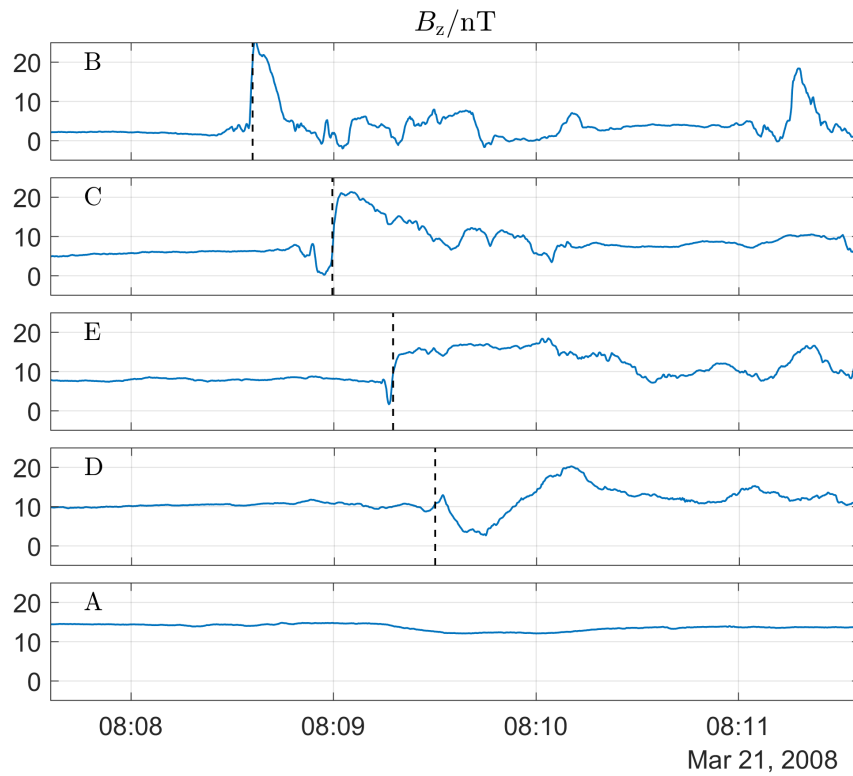


Abbildung 6.5: Beobachtete B_z -Komponenten auf allen Satelliten, sortiert nach dem Zeitpunkt des Eintreffens der Dipolarisierungsfront. Auf dem Satelliten THA ist die Front nicht zu detektieren.

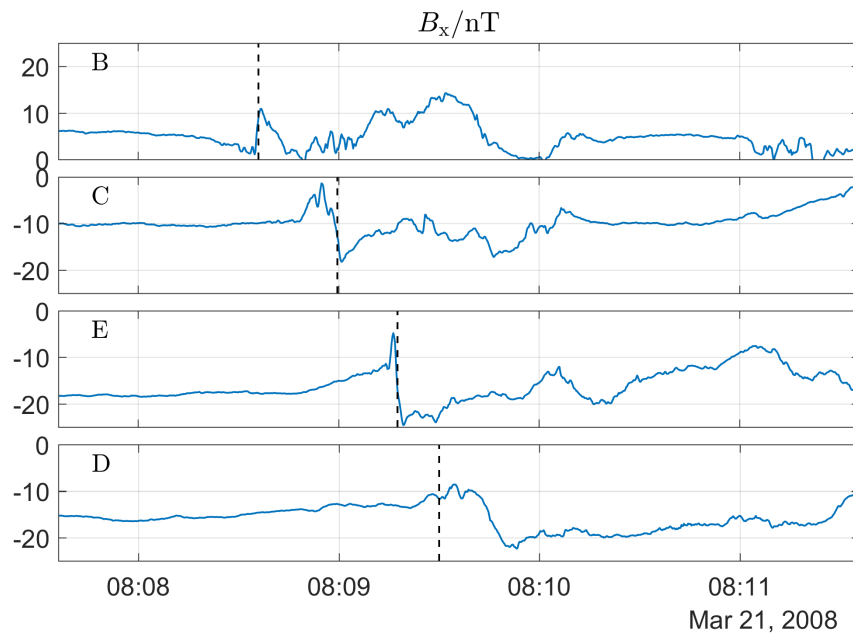


Abbildung 6.6: Beobachtete B_x -Komponenten auf allen Satelliten, die die Front beobachtet haben.

THB weist, relativ zum Ruheniveau, bei Eintreffen der Front eine Negativ-Positiv-Negativ-Variation in B_x auf, die beiden übrigen Satelliten hingegen eine Positiv-Negativ-Positiv-Variation, wobei die Ausprägung der Schlussphase für THE nicht allzu deutlich wird. In jedem Fall entsprechen diese Beobachtungen qualitativ sehr gut den in Kapitel 5 formulierten Erwartungen für ein in der XY-Ebene fokussiertes Stromsystem (siehe Abbildung 5.17) und bestätigen wiederum die Annahme, dass die Neutralschicht die grundlegende Symmetrieebene des Systems bildet.

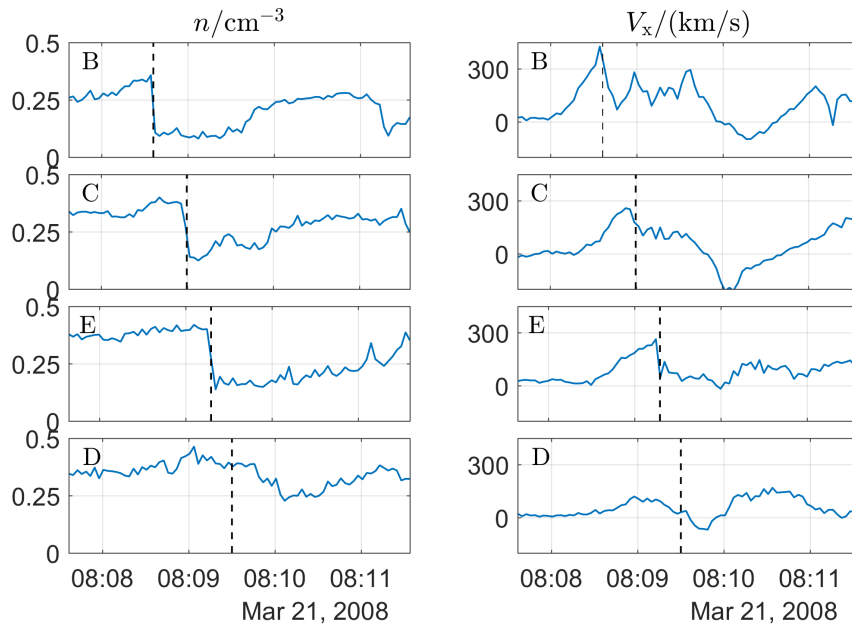


Abbildung 6.7: Beobachtete Teilchendichten (links) und -Geschwindigkeiten (rechts) auf allen Satelliten, die die Front beobachtet haben.

Der Vollständigkeit halber sind in Abbildung 6.7 die Teilchendichte- und Geschwindigkeitsmessungen der Satelliten dargestellt. Gemäß dem Bubble-Modell aus Kapitel 4.1 geht das Eintreffen der Front mit einem deutlichen Abfall in der Teilchendichte und einer Zunahme der Teilchengeschwindigkeit einher. Für den Satelliten THD, der sich am Rande der Struktur zu befinden scheint, sind diese Merkmale jedoch nicht sehr ausgeprägt. Der Abfall in der Plasmadichte für die anderen drei Sonden beträgt in etwa 50% der ursprünglichen Dichte vor Eintreffen der Front. THB nimmt als zentraler Satellit die höchsten Plasmageschwindigkeiten mit Werten von über 300 km/s wahr, die weiter außen liegenden Beobachtungen durch THC und THE ergeben Werte von unter 300 km/s. In allen Fällen registrieren die Instrumente nach dem Passieren der Front auch negative Geschwindigkeitswerte, die ein Indiz dafür sein können, dass die Plasmabläse in ihrem Durchgang eine Art Unterdruck zurücklässt, der anschließend durch Gleichgewichtsvorgänge im mittleren Erdmagnetschweif wieder aufgefüllt werden muss.

Das gezeigte Beispiellevent am 21. März 2008 unterstützt viele der in Kapitel 4.1 diskutierten und in Kapitel 5 vorgeschlagenen Eigenschaften von Dipolarisierungsfronten. Die Neutralschicht gilt als wahrscheinlichster Kandidat für die Symmetrieebene einer solchen Struktur. Sie enthält wesentliche Teile des Stromsystems, das für Variationen in der B_x -Komponente verantwortlich gemacht werden

kann. Die Deformation einer solchen Front in der XZ-Ebene kann überzeugend mit der Zunahme der Ausbreitungsgeschwindigkeit abseits der Neutralschicht erklärt werden.

Die sehr unterschiedlichen Satellitenpositionen haben die Analyse dieses Events im Hinblick auf verschiedene grundlegende Eigenschaften sehr begünstigt. Diese Konfiguration erschwert es jedoch, Aussagen über das zentrale Stromsystem der Front zu treffen. Zu diesem Zweck soll im nächsten Abschnitt ein Event untersucht werden, bei dem die Satelliten sich in erster Näherung in einer Ebene parallel zur XZ-Ebene befinden.

6.2 Einzelfallanalyse: 24. Mai 2011

Um Einblicke in das lokale Stromsystem einer Dipolarisierungsfront zu gewinnen, ist nun ein Beispiellevent am 24.05.2011 ausgewählt worden, bei dem die drei Satelliten THD, THE und THA nacheinander eine entsprechende Struktur beobachteten. Tabelle 6.3 beinhaltet Informationen zu den Beobachtungszeitpunkten, Satellitenpositionen und Neutralschichtpositionen des TS96-Modells. Dieses Event ist in seiner speziellen Konfiguration sehr selten. Es gehört zu den wenigen Beobachtungen von Dipolarisierungsfronten, während derer die Satellitenpositionen zusammen eine Ebene beschreiben, die im Wesentlichen parallel zur XZ_{GSM} -Ebene liegt, also nur geringe Unterschiede ($\leq 0.1 R_E$) in ihrer Y_{GSM} -Position aufweisen. Die Satelliten bilden zu diesem speziellen Zeitpunkt eine Dreieckskonfiguration, die es erlauben wird, Aussagen zur Stromdichte senkrecht zu dieser Fläche zu treffen. Abbildung 6.8 veranschaulicht diese Formation als Projektion auf die XZ_{GSM} -Ebene.

Satellit	Zeitpunkt (UTC)	$[X_{\text{GSM}}, Y_{\text{GSM}}, Z_{\text{GSM}}]/R_E$	Z_{NS}/R_E
THD	24.05.2011 15:16:57	$[-8.93, -2.20, 3.68]$	3.78
THE	24.05.2011 15:17:02	$[-8.48, -2.30, 3.67]$	3.62
THA	24.05.2011 15:17:10	$[-7.77, -2.21, 4.18]$	3.35

Tabelle 6.3: Beobachtungszeitpunkte, Satellitenpositionen und Neutralschichtpositionen.

Orbitbedingt sind diese speziellen Konfigurationen sehr selten. Erst in der zweiten Hälfte des Jahres 2015 gab es einige Monate, in denen ähnliche Formationen häufiger geflogen wurden. Einige, der zu dieser Zeit aufgetretenen Dipolarisierungsfronten, wurden in Lu et al. (2016) untersucht. Das Event am 24.05.2011 ist insofern zusätzlich besonders, als dass das durch die Sonden beschriebene Dreieck das Zentrum der Neutralschicht, wie sie mit dem TS96-Modell genähert werden kann, umschließt. In erster Näherung kann daher davon ausgegangen werden, dass auch das Zentrum der passierenden Dipolarisierungsfront durch diese Fläche tritt – ein Umstand, der vermuten lässt, dass in der Tat das zentrale Stromsystem beobachtet werden kann.

Abbildung 6.8 stellt auf der rechten Seite die Magnetfeldmessungen (B_z) der jeweiligen Satelliten dar. Zuerst beobachtet Satellit THD die Dipolarisierungsfront, es folgen THE und wenig später der höher gelegene Satellit THA, an dem die Struktur deutlich weniger stark ausgeprägt ist als an den anderen beiden Sonden.

Bedingt durch die geringere Distanz der Satelliten zur Erde (verglichen mit dem vorherigen Beispiellevent) und durch die Tatsache, dass die Richtung der Neutralschicht in diesem Beispiel nicht parallel zur X_{GSM} -Richtung ist, kann eine Anpassung der Normalenvektoren mit dem Parabelmodell nicht ohne Weiteres vorgenommen werden und wird an dieser Stelle ausgelassen⁴. Um trotzdem eine

⁴Es wäre an dieser Stelle notwendig, die Daten in ein Koordinatensystem zu überführen, in dem die Neutralschicht parallel zur X_{GSM} -Achse liegt, oder das Modell um diese Schräglage zu erweitern.

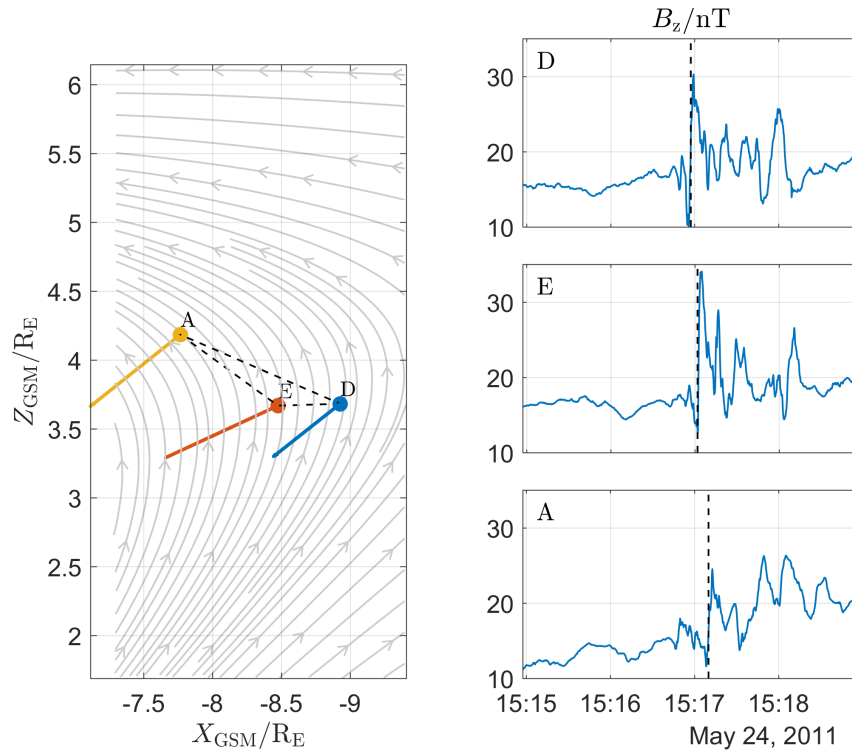


Abbildung 6.8: Satellitenpositionen und Flächennormalen und Feldlinien (grau) des Magnetschweifs nach dem TS96-Modell für das Event am 24.05.2011 (links). Beobachtete B_z -Komponenten des Magnetfeldes an den jeweiligen Satelliten (rechts).

ungefähre Ausbreitungsgeschwindigkeit für die Front angeben zu können, wird eine Kreuzkorrelation der beiden Zeitreihen der Satelliten THD und THE durchgeführt, die am nächsten an der Neutralschicht liegen. Aus dieser Analyse geht hervor, dass auch diese Dipolarisierungsfront sich mit etwa 500 km/s in X_{GSM} -Richtung fortbewegt.

Für eine Satellitenkonstellation, die in erster Näherung in der XZ-Ebene liegt, können Aussagen über die Stromdichte durch diese Fläche durch eine Diskretisierung des Ampèreschen Gesetzes getroffen werden:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}, \quad (6.7)$$

beziehungsweise

$$j_y(t) = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_x(t)}{\partial z} - \frac{\partial B_z(t)}{\partial x} \right). \quad (6.8)$$

Die weitere Vorgehensweise bedarf der Annahme, dass sich die beobachtete Struktur zeitlich nicht verändert, also jeder Satellit dieselbe Struktur an unterschiedlichen Orten beobachtet⁵. Unter dieser Voraussetzung wird deutlich, dass gemessene Unterschiede in den B_x - und B_z -Komponenten an den jeweiligen Satelliten nur

⁵Dies ist, wie am vorherigen Beispiel gezeigt wurde, eine sehr rigorose Vereinfachung und, streng genommen, nicht repräsentativ.

durch räumliche Gradienten verursacht werden können. Zu jedem Beobachtungszeitpunkt kann diesbezüglich ein System von vier Gleichungen aufgestellt werden, das diese Unterschiede zwischen den Sonden beschreibt:

$$B_x^A - B_x^D \approx (z^A - z^D) \frac{\partial B_x}{\partial z} + (x^A - x^D) \frac{\partial B_x}{\partial x}, \quad (6.9)$$

$$B_x^A - B_x^E \approx (z^A - z^E) \frac{\partial B_x}{\partial z} + (x^A - x^E) \frac{\partial B_x}{\partial x}, \quad (6.10)$$

$$B_z^A - B_z^D \approx (z^A - z^D) \frac{\partial B_z}{\partial z} + (x^A - x^D) \frac{\partial B_z}{\partial x}, \quad (6.11)$$

$$B_z^A - B_z^E \approx (z^A - z^E) \frac{\partial B_z}{\partial z} + (x^A - x^E) \frac{\partial B_z}{\partial x}. \quad (6.12)$$

Dabei bilden die Gradienten der jeweiligen Raumrichtungen die Unbekannten dieses Systems. Um einen Schätzer für Gleichung (6.8) zu formulieren, lässt sich dieses Gleichungssystem umschreiben zu

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} \approx \left(\frac{B_x^A - B_x^D}{z^A - z^D} - \frac{x^A - x^D}{z^A - z^D} \cdot \frac{B_x^A - B_x^E}{x^A - x^E} \right) \left(1 - \frac{x^A - x^D}{z^A - z^D} \cdot \frac{z^A - z^E}{x^A - x^E} \right)^{-1}, \quad (6.13)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial x} \approx \left(\frac{B_z^A - B_z^D}{x^A - x^D} - \frac{z^A - z^D}{x^A - x^D} \cdot \frac{B_z^A - B_z^E}{z^A - z^E} \right) \left(1 - \frac{z^A - z^D}{x^A - x^D} \cdot \frac{x^A - x^E}{z^A - z^E} \right)^{-1}, \quad (6.14)$$

für jeden Zeitpunkt der Messung. Diese Formulierung entspricht einer reduzierten Form der Curlometermethode, die in erster Linie für die CLUSTER-Mission benutzt wird (Dunlop et al. 2002, Dunlop und Eastwood 2008, Lu et al. 2016, Liebert et al. 2017). Eine Konstellation von vier Satelliten im Raum ermöglicht (im Idealfall) die Bestimmung der vektoriellen Stromdichte.

Abbildung 6.9 stellt für dieses Event die berechnete Stromdichte durch die von den Satelliten eingeschlossene Fläche und den erwarteten Hintergrundstrom nach dem TS96-Modell dar. Um den Einfluss kleinskaliger Variationen auf die Berechnung zu verringern, wurde in diesem Fall auf FGS-Daten mit einer zeitlichen Auflösung von etwa 3 s zurückgegriffen.

Das Stromprofil zeigt vor dem Eintreffen der eigentlichen Front eine Reduktion der Stromdichte, darauffolgend die Stromspitze, deren Größenordnung mit der Größenordnung des Hintergrundstroms übereinstimmt, und im Anschluss sogar eine kurzzeitige negative Stromdichte. Ganz ähnliche Signaturen sind auch in Kapitel 5 für die simulierten Strukturen beobachtet worden und bestätigen das dort formulierte vereinfachte Strommodell. Nach dem Passieren der Front sind in dem beobachteten Stromprofil noch deutliche zusätzliche Variationen zu beobachten, die auch in der B_z -Komponente des magnetischen Feldes auftreten. Es ist möglich, dass dieses spezielle Event in Wahrheit multiple Frontdurchgänge aufweist, die solche zusätzlichen Variationen verursachen und die natürlich in den simulierten Daten nicht reproduziert werden.

Unter der Annahme, dass dieses beobachtete Stromsystem der Wirklichkeit nahekommt, ist auch davon auszugehen, dass die beobachtete Verkipfung dieses Systems eine nicht vernachlässigbare Signatur in der B_y -Komponente der Magnetfeldmessungen zur Folge hat. Abbildung 6.10 veranschaulicht für die beiden Ein-

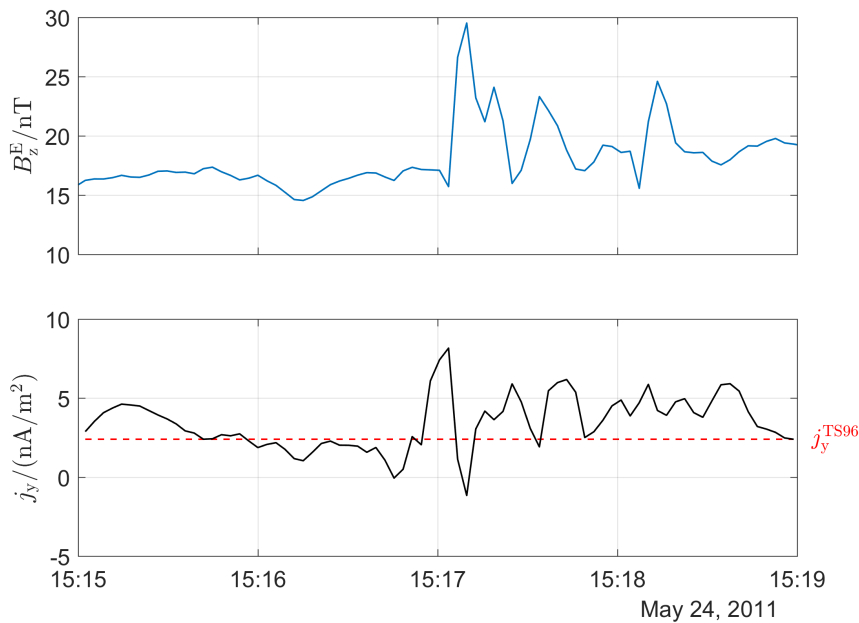


Abbildung 6.9: B_z -Komponente des der Neutralschicht nahegelegenen Satelliten THE und Schätzer für die Stromdichte durch die durch die Satelliten eingeschlossene Fläche. Die rote Linie markiert den erwarteten Hintergrundstrom nach dem TS96-Modell im Mittelpunkt der Satellitenkonstellation.

zelbeobachtungen die B_y -Profile der Satelliten, die dem Zentrum der jeweiligen Dipolarisierungsfront nahe waren. Beim Durchgang der Front zum Zeitpunkt $t = 0$ ist jeweils auf mindestens zwei von drei Satelliten eine Spitze in der B_y -Komponente zu beobachten. Die Polarität ist für beide Events unterschiedlich. Während im Beispiel am 24.05.2011 das Hintergrundfeld klar positiv ist, ist auch die Spitze der Variation positiv, also in Richtung Abendseite des Magnetschweifs. Die Spitze am 21.03.2008 ist dagegen negativ, was auf ein negatives Hintergrundfeld zurückschließen lässt. Aus den Zeitreihen ist dies jedoch nicht eindeutig ersichtlich. Zieht man jedoch die Reihenfolge der Beobachtung der Dipolarisierungsfront in Betracht, so ist THB näher am Ursprungsort der Dipolarisierungsfront und misst vor ihrem Eintreffen auch ein negatives Hintergrundfeld. Ob dieser Zusammenhang verallgemeinert werden darf, kann nur über die statistische Analyse vieler Events erfolgen.

Das Vorhandensein eines Kernfeldes unterstützt die Vermutung, dass es sich bei Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes um sehr ähnliche Strukturen handelt. Wendet man die in Kapitel 4 formulierten Kriterien strikt an, so sprechen einige davon für die Identifikation der beiden vorgestellten Events als Dipolarisierungsfront, andere jedoch für Flux Ropes. Die umfassende Betrachtung einiger zentraler Eigenschaften der vollständigen THEMIS-Datengrundlage soll weiter dazu beitragen, die Gemeinsamkeiten der beiden Phänomene herauszuarbeiten.

Nach der ausführlichen Betrachtung zweier Einzelfälle soll nun die gesamte Beobachtungsgrundlage aller 460 Ereignisse gemeinsam analysiert werden. Mit Hilfe der Superpositionsanalyse werden zunächst die mittleren Plasmasignaturen ermittelt und mit den Ergebnissen von Liu et al. (2013) verglichen, bevor im

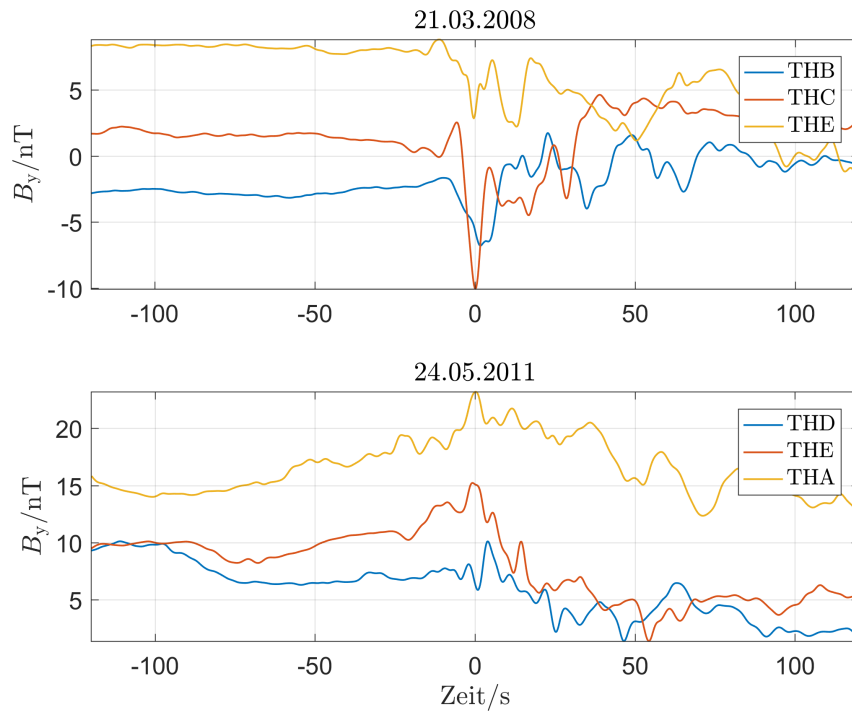


Abbildung 6.10: Beobachtete B_y -Komponenten von jeweils drei Satelliten der vorgeführten Beispiel-Events

Anschluss zusätzliche und teilweise neue Erkenntnisse aus den statistischen Befunden extrahiert werden.

6.3 Superposition der Feld- und Plasmaprofile

Die grundlegenden Charakteristika der Zeitreihen, die während der Beobachtung von Dipolarisierungsfronten aufgenommen werden, können durch eine Superpositionsanalyse aller 460 beobachteten Events veranschaulicht werden. Abbildung 6.11 stellt die Plasmaprofile des Magnetfeldes und der Teilchendenaten als Mittelwerte und Interquartilbereiche dar. Zu besseren Vergleichbarkeit wurde die B_z -Komponente um ihren jeweiligen Mittelwert zwischen $t = -60$ s und $t = -10$ s befreit, die B_y -Komponente ist als Magnitude dargestellt.

Abbildung 6.11 steht in direktem Vergleich mit den zuvor präsentierten Ergebnissen von Liu et al. (2013) in Abbildung 4.3 und weist quantitative und qualitative Unterschiede auf. An dieser Stelle können die folgenden, mittleren, Eigenschaften von Dipolarisierungsfronten in den vorliegenden THEMIS-Beobachtungen festgehalten werden:

- Die Events weisen einen Sprung in der B_z -Komponente auf, der im Mittel mindestens 10 nT beträgt. Dieser Dipolarisierung geht eine kurze negative Exkursion voraus. Die Dauer dieser Struktur, gemessen an den Maximalauschlägen, beträgt etwa 4 s. Die schmale Fehlerbandbreite unterstreicht die statistische Signifikanz dieses Ergebnisses.

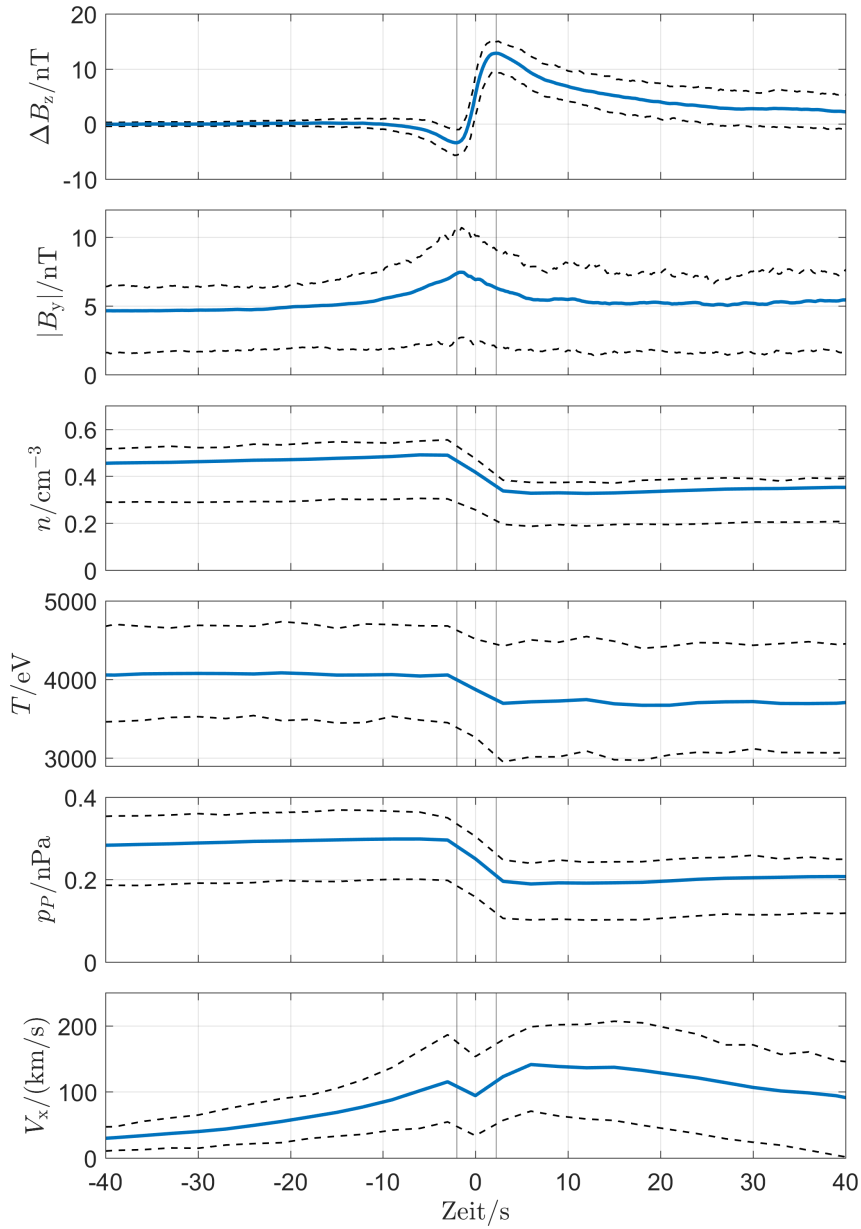


Abbildung 6.11: Superpositionsanalyse der THEMIS-Dipolarisierungsfronten für Magnetfeld und Ionen. Die vertikalen Linien kennzeichnen die mittleren Minimum- und Maximum-Durchgänge der Signatur. Gestrichelte Linien spiegeln die Interquartilbereiche wider.

- Die B_y -Komponente weist einen Maximum-Durchgang zum Zeitpunkt des Minimums der B_z -Komponente auf. Zwar ist die Varianz (und damit die Fehlerunsicherheit) in der zeitlichen Umgebung groß, dennoch scheint dies ein fester Bestandteil des durchschnittlichen Events zu sein. Diese Eigenschaft führt üblicherweise zur Identifikation solcher Strukturen als Flux Ropes mit einem starken Kernfeld. Die Asymmetrie der B_z -Struktur spricht hingegen dafür, dass es sich um (gekrümmte) Dipolarisierungsfronten handelt.
- Mit dem Einsetzen der Front geht der Eintritt in eine dünn besiedelte Plasma-blase mit geringer Teilchendichte und Temperatur einher. Dieses Phänomen ist im Einklang mit den Modellen von Chen und Wolf (1993) und Wolf et al. (2009).
- Die Events sind begleitet von einer Erhöhung der umgebenden Plasmageschwindigkeit, die jedoch nicht unbedingt an die notwendigen Geschwindigkeiten für einen Fast Flow oder Bursty Bulk Flow heranreichen. Die mittlere Dipolarisierungsfront tritt damit nicht nur vor anormal starken Plasmakonvektionen im Erdmagnetschweif auf.

Zwar sind sich die Events qualitativ sehr ähnlich, es bestehen jedoch dennoch große Variationen in ihren Ausprägungen und den Amplituden. Aus diesem Grund ist es hilfreich, die Superpositionsanalyse auf zuvor normierte Zeitreihen anzuwenden. Im Falle der Magnetfelddaten wird die Normierung in Abhängigkeit des Maximalwertes der B_z -Komponente durchgeführt; die Teilchendichte wird auf den Ruhewert, also vor dem Eintreffen der Front, bezogen. Zusätzlich wird die Zeitskala t_{DF} der Dipolarisierungsfront zur zeitlichen Stauchung $t' := t/t_{DF}$ genutzt. Abbildung 6.12 stellt die Ergebnisse der normierten Superpositionsanalyse für die Magnetfeldzeitreihen und die Teilchendichte dar. Zusätzlich zu den bisherigen Eigenschaften der Events können damit auch relative Charakteristika formuliert werden:

- Die B_z -Signatur der Dipolarisierungsfronten weist im Mittel eine negative Exkursion auf, deren Amplitude nahezu die Hälfte des Maximalwertes in positiver Richtung erreicht. Die Struktur ist damit eindeutig asymmetrisch.
- Die B_y -Komponente weist eine Spitze zum Zeitpunkt dieser negativen Exkursion auf, deren Wert deutlich kleiner ist als der Ausschlag der B_z -Komponente.
- Mit dem Durchgang der Front fällt die Teilchendichte auf etwa 75% ihres Ruhewertes ab. Kurz zuvor ist ein leichter Anstieg der Teilchendichte um etwa 6% zu beobachten. Das Plasma vor der Front erfährt eine kurzzeitige Kompression ähnlich der Umströmung eines Hindernisses.

Bisher wurde die B_x -Komponente der Magnetfeldmessungen außer Acht gelassen. Grund dafür ist die Tatsache, dass ihre korrekte Interpretation die Kenntnis der Symmetrieebene jeder Front voraussetzt (siehe Kapitel 5). Im Umkehrschluss können diese Zeitreihen aber genau dabei helfen, Annahmen über diese Symmetrieebene zu bestätigen oder zu verwerfen. Die diesbezüglichen Untersuchungen werden im folgenden Abschnitt durchgeführt.

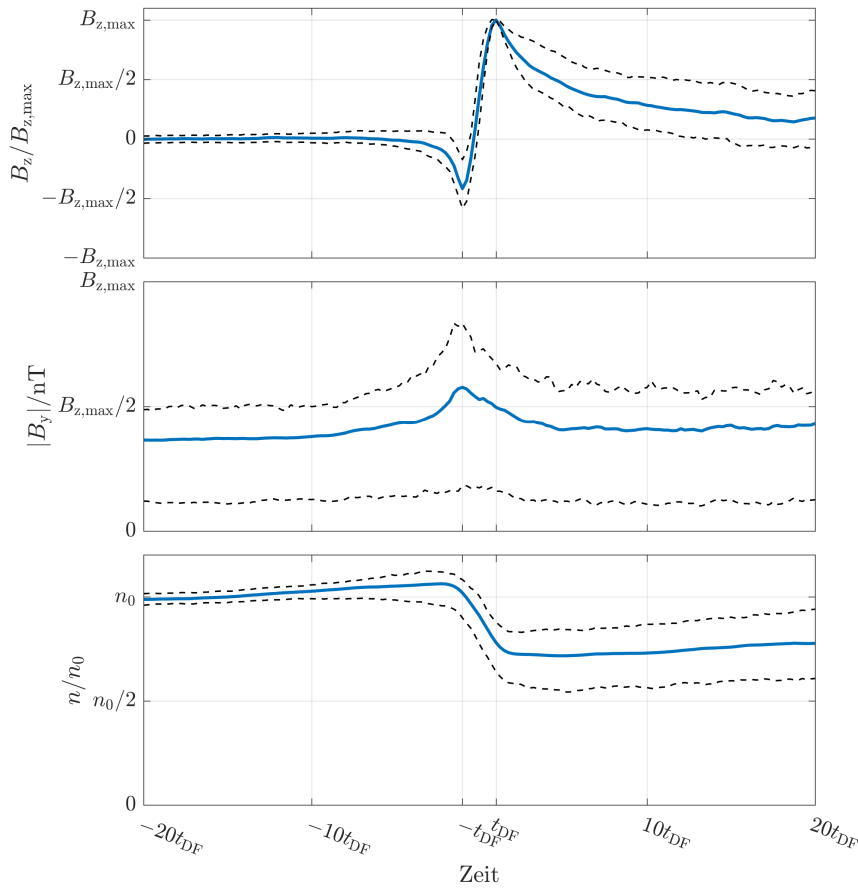


Abbildung 6.12: Normierte Superpositionsanalyse der THEMIS-Dipolarisierungsfronten für Magnetfeld und Ionen. Die Größen sind von ihrem Mittelwert bereinigt und auf das Maximum der B_z -Komponente und die Teilchendichte vor dem Eintreffen der Front normiert.

6.4 Über die Symmetrieebene von Dipolarisierungsfronten

Die Überprüfung der Vermutungen über das zentrale Stromsystem einer Dipolarisierungsfront im vorherigen Kapitel setzt voraus, dass die Position des beobachtenden Satelliten relativ zum Zentrum der Front bekannt ist. Die Ergebnisse der Simulationen und der Einzelfallbeispiele, sowie Vermutungen über den Einfluss der Alfvégeschwindigkeit, legen nahe, dass die Neutralschicht in der unmittelbaren Umgebung die Nord-Süd-Symmetrieebene der Dipolarisierungsfronten darstellt. Mit Hilfe der durch die Satellitenbeobachtungen bestimmten Normalenvektoren der Fronten kann diese Vermutung überprüft werden.

Die simulierten Dipolarisierungsfronten haben gezeigt, dass ihre Grenzflächen eine konkave Krümmung in der XZ-Ebene aufweisen. Mit dem vertikalen Abstand eines jeden Satelliten zur Neutralschicht sollte ein Zusammenhang der Form

$$(Z_{S/C} - Z_{NS}) \propto \angle(\vec{n}, \vec{F}_S)_{xz} \quad (6.15)$$

gefunden werden können. Dabei beschreiben $Z_{S/C}$ und Z_{NS} die vertikalen GSM-Positionen von Satellit und Neutralschicht aus dem TS96-Modell, während der Elevationswinkel bestimmt wird zwischen der XZ-Projektion der Flächennormalen \vec{n} der Front und der Richtung der magnetischen Spannung \vec{F}_S nach Gleichung (5.24), die als Schätzer für die Richtung der Neutralschicht angesehen werden kann. Anschaulich betrachtet wird der Winkel zwischen diesen beiden Vektorprojektionen negativ, wenn sich ein Satellit über der Neutralschicht als Symmetrie befindet, und positiv, wenn er sich darunter aufhält.

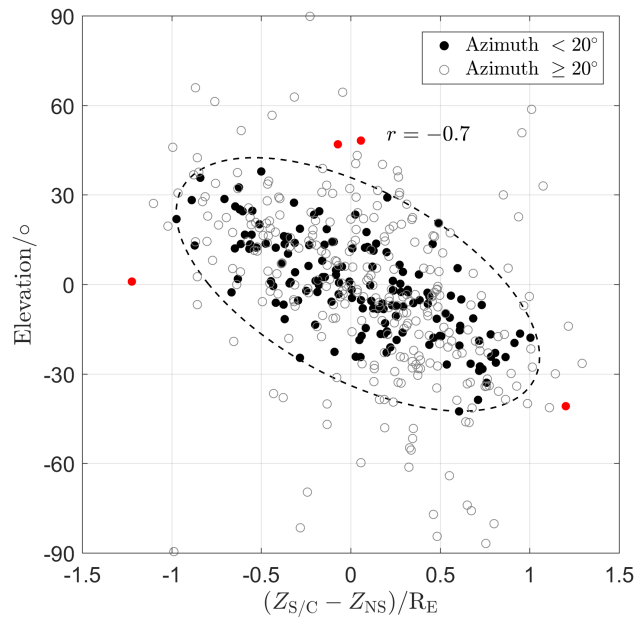


Abbildung 6.13: Elevationswinkelverteilung der THEMIS-Beobachtung über dem Abstand zur TS96-Neutralschichtposition. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Ellipse mit minimaler Fläche, die alle Events mit einem Azimutalwinkel $< 20^\circ$ umschließt. Die vier rot markierten Datenpunkte wurden aufgrund ihrer hohen Unsicherheit im Azimutalwinkel von der Berechnung ausgeschlossen (siehe Text)

Abbildung 6.13 veranschaulicht die Ergebnisse für die durch THEMIS beobachteten Events. Es ist davon auszugehen, dass sich der Satellit bei einer Messung nur selten im Zentrum des XY-Schnittes einer Dipolarisierungsfront aufhält. Entsprechend ist neben einer stark gestreuten Verteilung von Elevationswinkeln auch eine große Variation der azimutalen Winkelverteilung zu erwarten. Unter der Annahme, dass der Azimutwinkel Auskunft darüber gibt, wie nah eine Beobachtung an der XY-Symmetrie liegt, können zentrumsferne Satellitendurchflüge durch die Anwendung einer zusätzlichen Bedingung von der weiteren Betrachtung ausgeschlossen werden. Der Grenzwert ist an dieser Stelle auf 20° gesetzt. In den restlichen Events verbleiben vier, für die die Bestimmung des Azimutalwinkels eine hohe Unsicherheit aufweist. Zwei dieser Events befinden sich bei $|Y_{GSM}| > 7 R_E$, also sehr weit an den magnetosphärischen Flanken. Die beiden anderen wurden in Regionen beobachtet, in denen die Propagationsrichtung der Dipolarisierungsfront sich mutmaßlich schnell ändert, aufgrund starker Gradienten in der Richtung der magnetischen Spannung. In allen vier Fällen ist davon auszugehen, dass der be-

rechnete Azimutalwinkel kein geeigneter Schätzer für die Nähe zum Zentrum der Struktur sein kann. Die danach verbleibenden Beobachtungen besitzen einen Korrelationskoeffizienten von $r = -0.7$, und sind damit zwar schwach, aber dennoch erwartungsgemäß negativ korreliert. Die verbleibende Streuung um den linearen Zusammenhang kann verschiedene Ursachen haben: Zunächst ist davon auszugehen, dass die Fronten nur im idealisierten Bild exakt mit der Neutralschicht als Zentrum durch den Erdmagnetschweif propagieren. Die Neutralschicht verläuft naturgemäß nur selten entlang einer Geraden (in der XZ-Projektion). Entsprechend werden bewegte Strukturen kontinuierlich in Richtung der Neutralschicht gebrochen und verfolgen sie nur *im Mittel*. Weiterhin umfasst diese Statistik eine Vielzahl von Dipolarisierungsfronten, die im speziellen sehr unterschiedliche Eigenschaften haben können (räumliche Ausdehnung, Ausbreitungsgeschwindigkeiten, Dauer der Existenz). Unter der Annahme der gleichzeitigen Beobachtung einer einzelnen Front durch viele Satelliten, einem Schwarm, wäre diese Methode dazu in der Lage, genaue Hinweise über die Form dieser Front zu liefern. Verfolgt man die Idee einer parabelförmigen Front in der XZ-Ebene, und ließe sich diese Form parametrisieren als

$$x(z) = a(z - z_{\text{NS}})^2 + x_0, \quad (6.16)$$

so bestünde zwischen dem Elevationswinkel θ und dem Zentrumsabstand ein Zusammenhang der Form

$$\tan \theta = -\frac{\partial}{\partial z} x(z) = -2a(z - z_{\text{NS}}). \quad (6.17)$$

In dieser Weise liefert diese Analyse detaillierte Informationen zu Form und Ausdehnung einer beobachteten Dipolarisierungsfront. Die Vielzahl von Events, die in Abbildung 6.13 zusammengefasst sind, ermöglichen solche Aussagen dagegen nicht. Trotzdem können über eine Ausgleichsgerade dieser Daten die Parameter a und z_{NS} einer mittleren Parabel zu $a \approx (0.2380 \pm 0.0027) \frac{1}{R_E}$ und $z_{\text{NS}} \approx (0.0058 \pm 0.0025) R_E$ werden. Im Rahmen der Unsicherheiten liegt das Zentrum der Dipolarisierungsfronten damit im Mittel in der Neutralschicht. Sie propagieren folglich in Richtung der magnetischen Spannung des Erdschweifmagnetfeldes. Der Krümmungsparameter der Parabel gibt Auskunft darüber, dass die durchschnittliche Dipolarisierungsfront auf Höhe ihres Brennpunktes in Z-Richtung eine Ausdehnung von etwa $4 R_E$ besitzt.

Die Bestätigung der Neutralschicht als Symmetrieebene kann effektiv dazu genutzt werden, ein Koordinatensystem zu definieren, das der intrinsischen Ausrichtung einer Dipolarisierungsfront nahekommt und folglich auch dem Koordinatensystem der simulierten Störungen ähnelt. Zu diesem Zweck sei der Normalenvektor der neuen X-Achse \vec{X}_{DF} als Richtung der magnetischen Spannung definiert, die durch das TS96-Modell an der Position der vertikalen Projektion der Satellitenposition auf die Neutralschicht geliefert wird:

$$\vec{X}_{\text{DF}} = \frac{(\vec{B}_{96} \cdot \nabla) \vec{B}_{96}}{|(\vec{B}_{96} \cdot \nabla) \vec{B}_{96}|}. \quad (6.18)$$

Die Z-Achse findet sich als Kreuzprodukt der X-Achse und der Ausrichtung der Neutralschicht in der YZ-Ebene, hier als \vec{T}_{NS} bezeichnet. Auch diese Richtung definiert sich durch das TS96-Modell:

$$\vec{Z}_{\text{DF}} = \vec{X}_{\text{DF}} \times \vec{T}_{\text{NS}}. \quad (6.19)$$

Schlussendlich komplettiert die Y-Achse dieses rechtshändige System, sie liegt weiterhin in der lokalen XY-Tangentialebene der Neutralschicht:

$$\vec{Y}_{\text{DF}} = \vec{Z}_{\text{DF}} \times \vec{X}_{\text{DF}}. \quad (6.20)$$

Die Bestimmung des Koordinatensystems ermöglicht den direkten Vergleich der beobachteten Satellitendaten mit den simulierten Dipolarisierungsfronten. Zusammen mit der relativen Lage eines Satelliten zur Neutralschicht kann nun überprüft werden, inwieweit die beobachteten B_x -Komponenten zuvor formulierten Erwartungen entsprechen.

Ein ähnlicher Versuch der Koordinatentransformation wurde von Schmid et al. (2014, 2015) unternommen. Dort wurde nur das GSM-Koordinatensystem um seine Z-Achse rotiert, sodass die X-Achse in Richtung der Projektion der magnetischen Spannung liegt. Die Tatsache, dass jedoch vor allem die Richtungsanpassung in der XZ-Ebene von Relevanz zu sein scheint, findet dort keine Beachtung. Insofern ist das hier eingeführte Koordinatensystem als vorteilhafter anzusehen, da es nicht nur die Neigung der Neutralschicht (und damit der Propagationsebene) in der XZ-Ebene berücksichtigt, sondern auch die Neigung in der YZ-Ebene, also quer zur Ausbreitung der Störung. In diesem Sinne kommt es dem Koordinatensystem vieler Simulationsumgebungen damit deutlich näher.

Abbildung 6.14 stellt die Superpositionsanalyse von B_x -Profilen im neu definierten Koordinatensystem dar. Die Unterscheidung der beiden Populationen wurde dabei anhand des Elevationswinkels durchgeführt: Events mit einem Elevationswinkel von weniger (mehr) als -5° (5°) befinden sich nördlich (südlich) der Neutralschicht. Die Darstellung steht in direktem Vergleich mit Abbildung 5.18 für die simulierten Dipolarisierungsfronten.

Schon auf den ersten Blick wird die hohe qualitative Ähnlichkeit der simulierten und beobachteten Profile deutlich. Für nördlichen Events durchläuft die B_x -Komponente eine Abfolge von negativen, positiven, negativen Ausschlägen, die den Erwartungen des in Abbildung 5.17 formulierten Modellstromsystems entsprechen. Die südwardigen Events zeigen entsprechend ein umgekehrtes Bild. In beiden Populationen ist auch bereits deutlich vor Eintreffen der Front eine Beeinflussung der Plasmaschichtkonfiguration zu bemerken.

Die Analyse der B_x -Profile bestätigt die grundlegende Idee des Stromsystems von Dipolarisierungsfronten. Die Simulationen haben jedoch auch gezeigt, dass dieses System signifikant gegen die XY-Ebene verkippt sein kann, wenn das Hintergrundfeld eine nicht vernachlässigbare B_y -Komponente aufweist. Diese Eigenschaft mit den THEMIS-Beobachtungen zu überprüfen, gestaltet sich ungleich schwieriger als die vorherigen Untersuchungen. In Ermangelung einer offensichtlichen Symmetrie des Erdmagnetschweifs in der XY-Ebene kann durch die Beobachtung durch einen einzelnen Satelliten keinerlei Aussage darüber getroffen werden, wie weit die Sonde vom Zentrum der Struktur entfernt ist. Auch hier wären

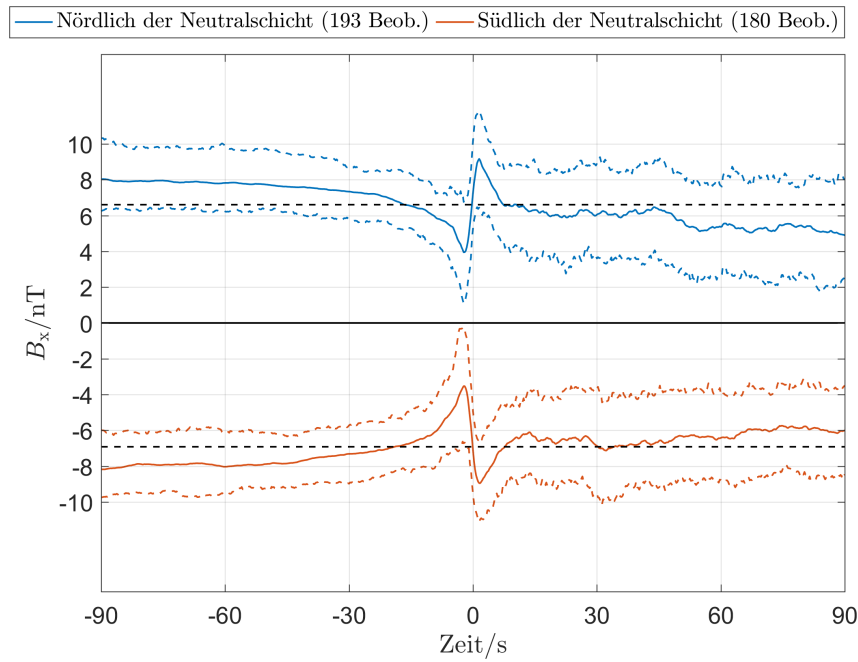


Abbildung 6.14: Superpositionsanalyse der B_x^{DF} -Komponente für Beobachtungen nördlich und südlich der Neutralschicht. Die gestrichelten Linien stellen den Mittelwert der beiden Populationen dar.

zentrumsnahe Messungen wünschenswert, um verlässliche Interpretationen der Zeitreihen zuzulassen. Um dennoch Aussagen zur Schrägstellung des Stromsystems treffen zu können, muss daher die sehr vereinfachende Annahme gemacht werden, dass der Mittelwert der B_y -Komponente vor dem Eintreffen der Front ein Schätzer für das tatsächliche Hintergrundfeld ist, das die Dipolarisierungsfront seit ihrer Entstehung erfahren hat. Dieser Zeitraum sei zwischen $t = -60$ s und $t = -10$ s definiert; die Berechnung des Mittelwerts erfolgt im neu eingeführten Koordinatensystem. Abhängig von diesem Mittelwert können die beobachteten Zeitreihen in Kategorien mit positivem und negativem B_y -Hintergrundfeld eingeteilt werden. Da die Bestimmung des B_y -Hintergrundfeldes im Erdmagnetschweif mit einer hohen Unsicherheit verbunden ist, fließen in diese Analyse nur solche Events ein, die deutlich auf der Nachtseite der Erdmagnetosphäre liegen ($|Y_{\text{GSM}}| \leq 2 R_E$). Die Superpositionsanalyse der B_y -Profile dieser beiden Populationen ist in Abbildung 6.15 dargestellt.

Beide Zeitreihen weisen eine deutliche Spitze während des Durchgangs der Dipolarisierungsfronten aus. Die Polarität dieses Ausschlags ist identisch mit der Polarität des Hintergrundfeldes. Ein ganz ähnliches Verhalten konnte für die simulierten Dipolarisierungsfronten beobachtet werden (siehe Abbildung 5.12 und Gleichung 5.31). Im Gegensatz zu den Simulationen scheint diese Spitze jedoch nicht im Zentrum der B_z -Signatur bei $t = 0$ zu liegen, sondern trifft bereits kurz vorher ein.

Die Superpositionsanalyse macht deutlich, dass die Strukturen, die zweifelsfrei als Dipolarisierungsfronten klassifiziert werden können, auch Eigenschaften von Flux Ropes aufzuweisen scheinen. Die ausgeprägten B_y -Signaturen, die hier

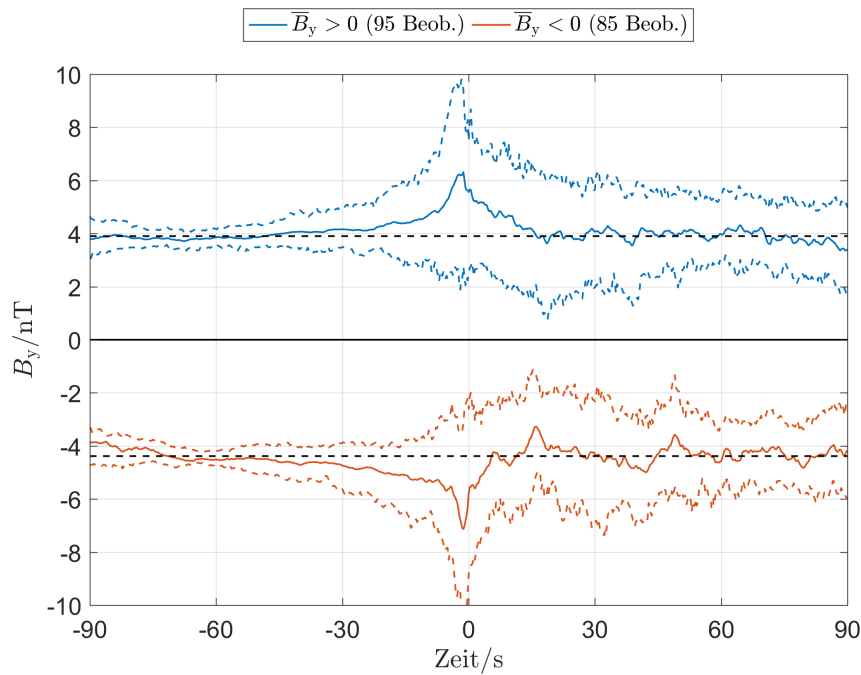


Abbildung 6.15: Superpositionsanalyse der B_y^{DF} -Komponente für Beobachtungen mit positivem und negativem Hintergrundfeld. Die gestrichelten Linien stellen den Mittelwert der beiden Populationen dar.

herausgearbeitet werden konnten, zählen zu den in Kapitel 4.2 formulierten Identifizierungskriterien für Flux Ropes. An dieser Stelle stellt sich erneut die Frage, ob es sich bei diesen beiden Phänomenen tatsächlich um streng differenzierbare Transienten handelt. Um dieser Frage weiter auf den Grund zu gehen, soll der folgende Abschnitt das zentrale Kriterium, die B_z -Signatur, genauer betrachten.

6.5 Symmetrie und Asymmetrie der B_z -Signaturen

Die Beobachtungen der simulierten Dipolarisierungsfronten haben gezeigt, dass die Asymmetrie der B_z -Signatur dadurch gebrochen wird, dass die Front in der XY-Ebene eine konvexe Krümmung aufweist. Ein in dieser Form fließender Strom erzeugt damit eine verstärkte vertikale Feldkomponente auf der Rückseite der passierenden Struktur und erzeugt das charakteristische Profil, das den Dipolarisierungsfronten zugeschrieben wird. Gleichzeitig deuten die Simulationen darauf hin, dass die negative Exkursion vor allem dann deutlich beobachtet werden kann, wenn sich der Satellit in der Nähe des Zentrums der Struktur aufhält.

Der letzte dieser beiden Zusammenhänge lässt sich unmittelbar an den vorhandenen Daten untersuchen. Abbildung 6.16 veranschaulicht, wie sich der Wert des Minimaldurchgangs verändert, wenn sich der beobachtende Satellit vom Zentrum der Struktur entfernt. Je größer die Distanz (und damit der eingeschlossene Winkel zwischen Symmetrierichtung und Frontnormale), desto geringer ist die Wahrscheinlichkeit dafür, eine starke negative Exkursion zu beobachten.

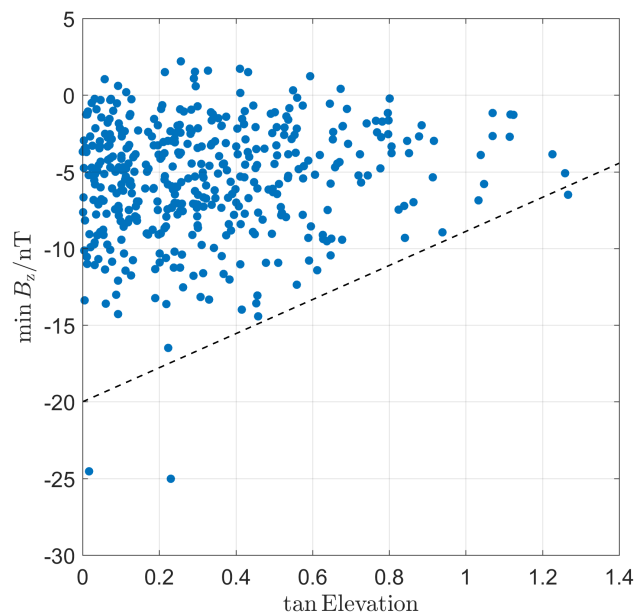


Abbildung 6.16: Die Stärke der negativen B_z -Exkursion über dem vertikalen Abstand zum Zentrum der Front. Die gestrichelte Linie veranschaulicht eine qualitative Abgrenzung der Messwerte.

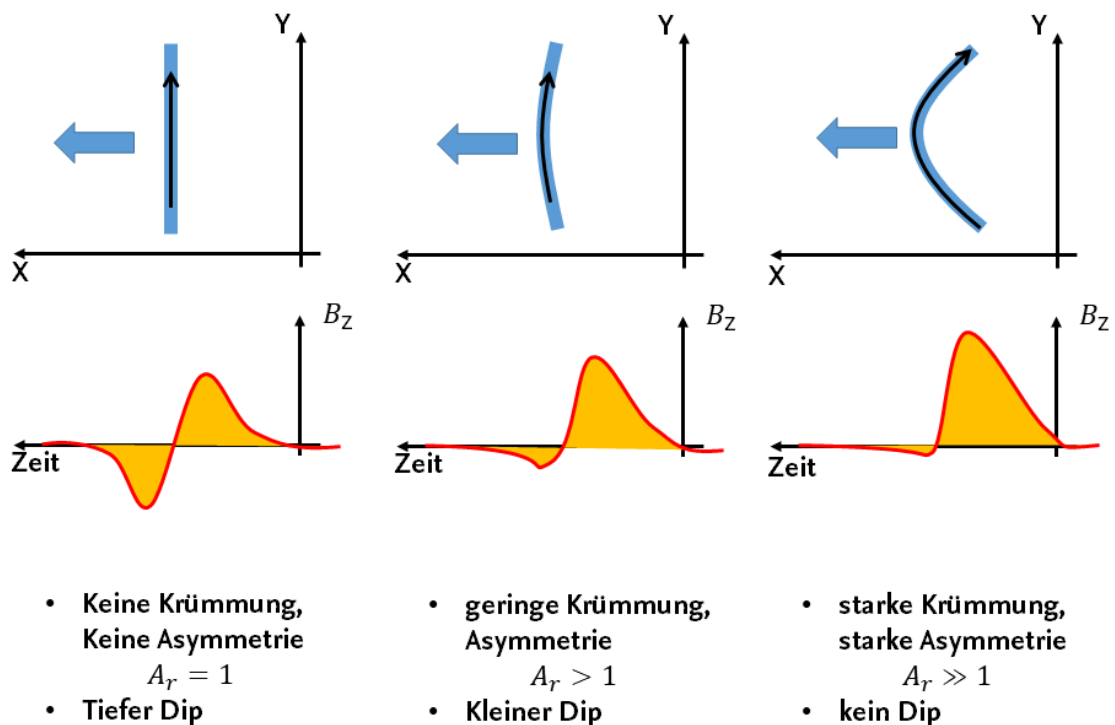


Abbildung 6.17: Schematische Darstellung der Erzeugung einer Asymmetrie in der B_z -Komponente durch die XY-Krümmung einer Front, durch die ein Strom fließt (schwarz). Die zu erwartenden Zeitreihen von Satellitenbeobachtungen sind in der unteren Hälfte dargestellt. Tatsächliche Profile lassen sich leicht über die Anwendung des Biot-Savart-Gesetzes erhalten.

Auf der einen Seite bestätigt diese Darstellung zwar die in den Simulationen beobachteten Phänomene, gleichzeitig lässt die große Streuung aber auch vermuten, dass hier eine Vermischung unterschiedlicher Effekte stattfindet, schließlich besitzen auch viele scheinbar zentrumsnahe Durchgänge nur eine kleine negative Exkursion. Greift man die Beobachtungen aus Kapitel 5 auf, so wird die Asymmetrie der B_z -Signatur, und damit die negative Exkursion, maßgeblich über die Krümmung der Front in der XY-Ebene beeinflusst. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 6.17 skizziert.

Eine solche Modellvorstellung legt nahe, dass es einen kontinuierlichen Übergang zwischen der Beobachtung von Flux Ropes und Dipolarisierungsfronten im Erdmagnetschweif geben könnte. Die Symmetrie beziehungsweise Asymmetrie solcher beobachteten Strukturen kann leicht über das Verhältnis der Extremwerte der Magnetfeldprofile bemaßt werden. Im Falle von Flux Ropes sollte dieses Verhältnis nahe 1 liegen, Dipolarisierungsfronten sollten dagegen ein stark davon abweichendes Verhältnis aufweisen.

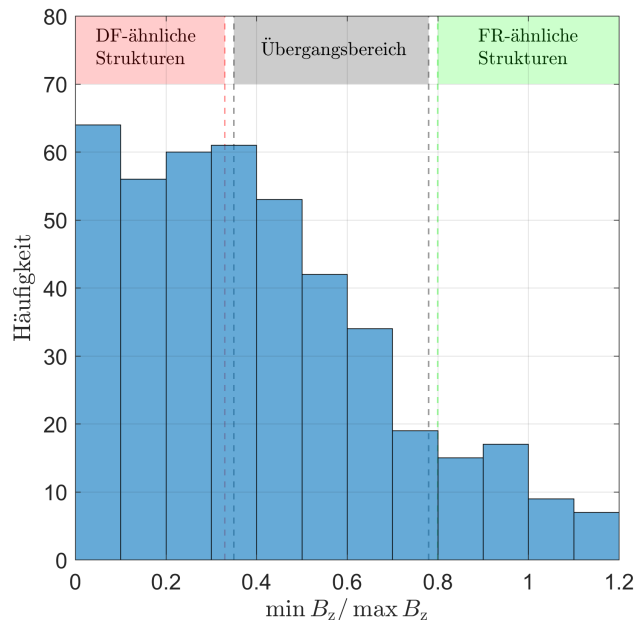


Abbildung 6.18: Häufigkeitsverteilung der Extremwertverhältnisse der beobachteten Strukturen.

Für die durch THEMIS beobachteten Strukturen ergibt sich eine Häufigkeitsverteilung für das Extremwertverhältnis, wie es in Abbildung 6.18 dargestellt ist. Es zeigt sich, dass der Großteil der beobachteten Strukturen eine deutliche Asymmetrie in den Extremwerten und damit eine (konvexe) Krümmung in der XY-Ebene aufweist. Events mit diesen Eigenschaften können eindeutig als Dipolarisierungsfronten identifiziert werden. Gleichzeitig gibt es auf der anderen Seite der Verteilung jedoch auch viele Events, deren Extremwertverhältnis nahe 1 liegt. Es ist davon auszugehen, dass es sich bei diesen Beobachtungen um Phänomene handelt, die im Allgemeinen als Flux Ropes klassifiziert würden. Abbildung 6.18 enthält farbig markierte Klassifizierungsbereiche zur Veranschaulichung. Ohne exakte Grenzen für diese Bereiche festlegen zu wollen, soll an dieser Stelle deutlich

werden, dass die Unterscheidung zwischen diesen Strukturen anhand eines quasi-kontinuierlichen Spektrums vorgenommen wird. Wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln diskutiert, sind sich Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes in ihrer Natur damit sehr ähnlich.

Es stellt sich daher die Frage, wie die die Asymmetrie verursachende Krümmung im Einfluss mit den Umgebungsparametern während der Evolution einer solchen Struktur zusammenhängt. Krümmt sich beispielsweise ein FR-ähnliches Phänomen des mittleren Magnetschweif auf seinem Weg zur Erde zusehends, wird es höchstwahrscheinlich im nahen Erdmagnetschweif als DF-ähnliches Event detektiert. So könnte die Krümmung in der XY-Ebene auf der einen Seite eine Funktion des Alters für alle propagierenden Fronten sein oder insbesondere für schnell propagierende Fronten eine Rolle spielen, für die die Krümmung in der XY-Ebene eine Art Trägheitserscheinung darstellt.

Anhand der Beobachtungen alleine lässt sich keine dieser Vermutungen zufriedenstellend untersuchen. Aus diesem Grund soll im folgenden Kapitel der Versuch unternommen werden, Verhaltensmuster aus den Simulationen auf die Beobachtungen durch THEMIS zu übertragen. Unter der Annahme, dass die Simulationen ein hinreichend realistisches Bild der Grobstruktur abbilden, kann auf diese Weise eine Altersanalyse der tatsächlich beobachteten Dipolarisierungsfronten durchgeführt werden und ein Schätzer für Herkunft der Dipolarisierungsfronten formuliert werden, der seinen Gültigkeitsbereich für solche Events hat, die den simulierten Strukturen ähnlich sind.

7 Formulierung eines simulationsempirischen Modells

Die beiden vorangegangenen Kapitel haben deutlich gemacht, dass viele Eigenschaften der simulierten Dipolarisierungsfronten mit den gängigen Erwartungen vergleichbar sind und gleichzeitig neue Erkenntnisse aus diesen Simulationen auch in den Beobachtungen durch die THEMIS-Satelliten wiederzufinden sind. Die in Kapitel 5 beschriebenen Störungen erfüllen, unter Berücksichtigung anderer Größen- und Zeitskalen, alle gängigen Kriterien für Dipolarisierungsfronten, die sich vor einem Fast Flow beziehungsweise einer Plasmablaste ausbilden. Neben den direkten Plasma- und Feldprofilen können auch die Formen der Fronten und ihre zentralen Stromschichten reproduziert werden.

Über die Betrachtung der Symmetrien in den Simulationen kann gezeigt werden, dass die wesentliche Symmetrieebene der Dipolarisierungsfronten im Erdmagnetischweif durch die Neutralschicht gebildet wird. Die Ausbreitung dieser Strukturen erfolgt damit entlang der Richtung der magnetischen Spannung. Dieser Umstand kann in der Beobachtungsgrundlage nachgewiesen werden. Zum einen weist der Normalenvektor der Dipolarisierungsfronten immer in Richtung der Neutralschicht, zum anderen deuten charakteristische Zeitreihenprofile abseits der Neutralschicht auf die Existenz des zentralen Stromsystems hin, das auch in den Simulationen beobachtet wird. Die Kenntnis dieser Symmetrieebene ermöglicht in vielen Fällen eine detaillierte Bestimmung der Ausbreitung und Ausdehnung der beobachteten Phänomene und die Definition eines Koordinatensystems, das die Symmetrie der Strukturen berücksichtigt.

Neben der vertikalen Symmetrie konnte keine offensichtliches Pendant in der horizontalen Ebene nachgewiesen werden. Unabhängig davon zeigt sich jedoch die Krümmung der Dipolarisierungsfronten in dieser Ebene maßgeblich für Asymmetrie der B_z -Signatur dieser Strukturen verantwortlich. Die einhergehende Krümmung der Stromschicht in der Front sorgt vor der Front für eine Reduktion, hinter der Front für eine Verstärkung der Amplitude der bipolaren Struktur. Davon ausgehend, dass die konvexe Krümmung einer Front ein Phänomen ist, dass sich im Laufe der Ausbreitung der Front verändern kann, bildet sich eine Verbindung zwischen Flux Ropes und Dipolarisierungsfronten, die sich unter anderem durch Symmetrie und Asymmetrie der B_z -Signatur unterscheiden (Vogiatzis et al. 2015).

Tatsächlich legen die Simulationen nahe, dass die totale Variation der B_z -Komponente einer Front mit zunehmendem *Alter* der Struktur wächst. Dieser Umstand bietet die Möglichkeit, ein simulationsempirisches Modell zu formulieren und eine Altersbestimmung der durch THEMIS beobachteten Fronten durchzuführen.

7.1 Über das Alter von Dipolarisierungsfronten

Die magnetohydrodynamischen Simulationen und die durch THEMIS beobachteten Eigenschaften haben deutlich gemacht, dass viele der Eigenschaften, die in den Simulationen zu finden sind, auch auf die realen Strukturen anwendbar sind. Auch wenn jedoch die qualitativen Eigenschaften eine hohe Übereinstimmung zeigen, so ist bei quantitativen Auswertung naturgemäß eine hohe Vorsicht geboten. Trotzdem können und sollen im Folgenden die Simulationen dazu beitragen, quantitative Abschätzungen bezüglich der Evolution dieser Strukturen zu machen.

In den PLUTO-Simulationen zeigt sich, dass es eine klare Abhängigkeit zwischen ΔB_z , also der Differenz zwischen Maximum- und Minimumdurchgang einer Front, der Hintergrund-Lobe-Feldstärke B_L , sowie dem Alter der Front τ gibt (Abbildung 5.16). Dieses Alter ist dabei als Lebenszeit der Struktur seit Einsetzen der künstlichen Initialisierung in der Simulationsumgebung zu verstehen.

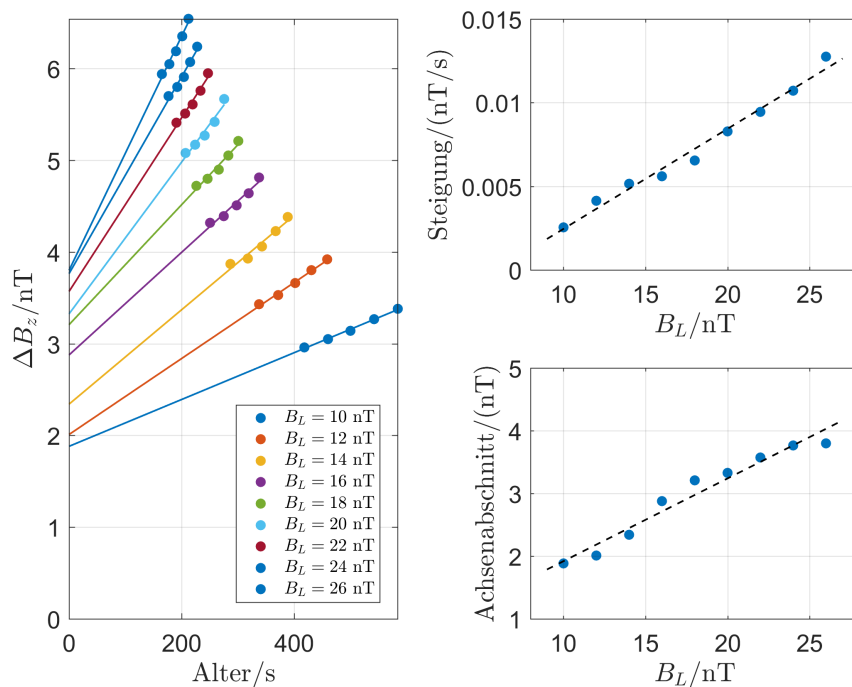


Abbildung 7.1: Links: Zusammenhang zwischen dem Alter einer simulierten Dipolarisierungsfront und der verursachten B_z -Signatur für verschiedene Lobe-Feldstärken. Die durchgezogenen Linien stellen Ausgleichsgeraden für jede Simulation dar. Rechts: Die Steigungen und Achsenabschnitte der auf der linken Seite bestimmten Ausgleichsgeraden in Abhängigkeit von der Lobe-Feldstärke.

Beobachtet man die Fronten zu verschiedenen Zeitpunkten in der Simulation und für verschiedene Hintergrundbedingungen (Lobe-Feldstärken), so ergibt sich für jede individuelle Simulation ein ungefähr linearer Zusammenhang zwischen der Lebenszeit der Front und ihrer B_z -Signatur. Diese Zusammenhänge sind für einige Simulationsdurchläufe auf der linken Seite von Abbildung 7.1 dargestellt. Jede der auf der linken Seite bestimmten Ausgleichsgeraden besitzt eine charakteristische Steigung c und einen Achsenabschnitt d , die in direktem Zusammenhang mit der Hintergrundfeldstärke B_L zu stehen scheinen. Die rechte Seite von Abbildung 7.1 verdeutlicht, dass auch hier in erster Linie lineare Zusammenhänge eine Rolle spielen. Aus diesen Beobachtungen lässt sich ein lineares Modell formulieren, das die beobachtete B_z -Variation mit dem Alter einer Front und dem Hintergrundfeld in Beziehung setzt:

$$\Delta B_z = f(B_L, \tau, \dots) \approx c(B_L) \cdot \tau + d(B_L). \quad (7.1)$$

Aus diesem Modell lassen sich unter Kenntnis des Hintergrundfeldes einer Dipolarisierungsfront und ihrer B_z -Signatur Rückschlüsse auf das Alter der Struktur machen. Dieses sehr vereinfachende Modell bedarf der klaren Formulierung der Grundannahmen und Bedingungen für die Anwendung auf reale Beobachtungen. Diese Randbedingungen lauten wie folgt:

- Das Modell geht in dieser Form davon aus, dass die Lobe-Feldstärke und die Lebenszeit die wesentlichen Parameter in diesem simulationsempirischen Zusammenhang sind. Einflüsse anderer Hintergrundbedingungen werden vernachlässigt und durch Auswahlkriterien weitestgehend minimiert. Da diese Feldstärke im Erdmagnetschweif nicht konstant ist, und der Entstehungsort der Dipolarisierungsfront unbekannt ist, muss zusätzlich angenommen werden, dass die Lobe-Feldstärke durch ihren Wert am Beobachtungsort repräsentiert werden kann.
- Die Simulationen entstammen einer Harris-Schicht, die keine Gradienten in X-Richtung aufweist. Um sie mit Beobachtungen vergleichbar zu machen, werden nur THEMIS-Events ausgewählt, für die das Verhältnis von magnetischer Spannung zu magnetischem Druck den Wert 5 überschreitet (siehe Abbildung 5.6).
- Um den Einfluss der lokalen Harris-Schichtdicke in den Beobachtungen gering zu halten, werden nur solche Events ausgewählt, deren Schichtdicke nicht mehr als 50% von der in der Simulation verwendeten abweicht¹.
- Eine zusätzliche Einschränkung erfolgt durch die Auswahl von zentrumsnahen Durchflügen, in denen der lokale Normalenvektor der Front nicht mehr als 30° von der Richtung der magnetischen Spannung in der Neutralschicht abweicht².

¹Ein Schätzer für die Harris-Schichtdicke kann formuliert werden, indem Harris-Feldstärke und Druckprofile an die Beobachtungen der THEMIS-Satelliten unter Kenntnis der Neutralschichtposition angepasst werden.

²Wie zuvor wird diese Richtung aus dem TS96-Modell gewonnen.

Nach Anwendung dieser vergleichsweise strengen Kriterien auf die Datengrundlage verbleiben noch 69 Events, die der Altersanalyse unterzogen werden können. Die Anpassung des linearen Modells an die Simulationsdaten ergibt einen Zusammenhang der Form

$$\Delta B_z(B_L, \tau) \approx \left((0.599 \pm 0.031) \cdot 10^{-3} \frac{1}{s} \cdot B_L + (-3.50 \pm 0.58) \cdot 10^{-3} \frac{\text{nT}}{s} \right) \cdot \tau + \left((0.132 \pm 0.011) \cdot B_L + (0.60 \pm 0.20) \text{ nT} \right). \quad (7.2)$$

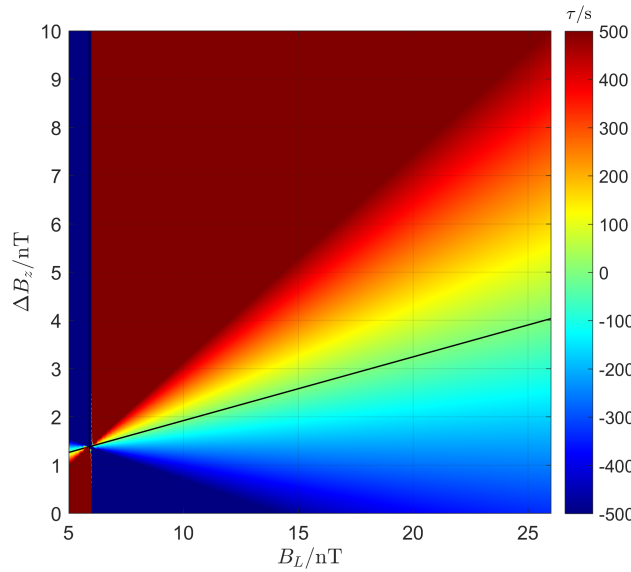


Abbildung 7.2: Veranschaulichung des Altersmodells in Gleichung 7.2 für gegebene Lobe-Feldstärken und B_z -Variationen. Die schwarze Linie stellt den Nulldurchgang für das Alter der Dipolarisierungsfronten dar.

Dieses Modell lässt sich anhand einer farbcodierten Darstellung in Abbildung 7.2 veranschaulichen. Erwartungsgemäß ist die beobachtete B_z -Variation vor allem für „alte“ Events besonders groß, die in einem starken Hintergrundfeld entstehen. Gleichzeitig sagt dieses lineare Modell voraus, dass in solchen starken Lobe-Feldstärken, unmittelbar Variationen von 3 – 4 nT zu beobachten sind. Interessanterweise gibt es gleichzeitig eine Existenzgrenze für Dipolarisierungsfronten, die in sehr schwachen Feldern entstehen. Für die Anpassung an die Simulationsdaten liegt diese Existenzgrenze bei Lobe-Feldstärken von etwa 5.8 nT. Anschaulich betrachtet sind die Gradienten in der Harris-Schicht unter solchen Bedingungen so gering, dass keine Rekonnexion in der Nähe der Neutralschicht stattfindet und sich kein Plasmajet ausbreitet. Nimmt man diesen Wert ernst und geht davon aus, dass die Bedingungen der Simulationsbox denen im entfernten Magnetschweif entsprechen, so ergibt sich nach dem Modell von Slavin et al. (1985) eine Distanz von etwa $328 R_E$, die die Distanz des entferntesten Rekonnexionspunktes

darstellt³. Natürlich basiert dieser Rekonnexionspunkt allein auf der Initiierung durch einen künstlichen anomalen Widerstand in der Neutralschicht, so wie es in der Simulation vorgegeben wird – typischerweise sorgen jedoch eine Vielzahl dynamischer Prozesse für die Entstehung einer X-Linie deutlich näher an der Erde. Sie wird in der Regel bei $-140 R_E$ angesiedelt (Nishida et al. 1997) und wurde in seltenen Fällen sogar bei $-60 R_E$ nachgewiesen (Øieroset et al. 2000).

Um die Altersstruktur der Events zu bestimmen, ist die Lobe-Feldstärke als Eingangsparameter notwendig. Für jede der beobachteten Dipolarisierungsfronten kann anhand eines Druckgleichgewichtes für eine Harris-Schicht (analog zu Kapitel 5, Gleichung 5.12) vorgegangen werden. Nach der Anpassung eines Druckprofils an die Mittelwerte der Satellitenbeobachtungen vor Eintreffen der Front kann der thermische Druck in der Neutralschicht $p_p(z = z_{NS})$ bestimmt werden. In erster Näherung wird die Lobe-Feldstärke dann beschrieben als

$$B_L \approx \sqrt{2\mu_0 p_p(z = z_{NS})}. \quad (7.3)$$

Zusammen mit der ermittelten B_z -Variation für alle selektierten Events ergibt sich nach Umformung von Gleichung 7.2 eine Altersstruktur, wie sie in Abbildung 7.3 veranschaulicht ist.

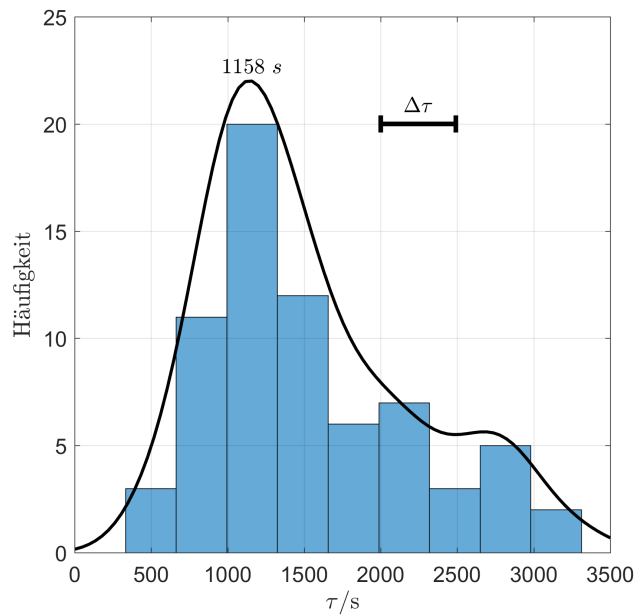


Abbildung 7.3: Histogramm der ermittelten Lebenszeiten der mit THEMIS beobachteten Events. Die schwarze Linie veranschaulicht eine skalierte Kerndichteschätzung. Die Unsicherheit $\Delta\tau$ ergibt sich aus der Differenz der Schätzung zwischen den Ergebnissen für Fronten, die von zwei oder mehr Satelliten beobachtet wurden.

³Dieses Modell ist streng genommen für Distanzen von über $130 R_E$ nicht mehr gültig und soll nur ein Gefühl für die Zahlen vermitteln. Häufig wird ein Grenzwert für die minimale Feldstärke im entfernten Schweif bei etwa 8 nT angesetzt (Fairfield und Jones 1996).

Bei der Interpretation dieser Zeitskalen sollten die Vereinfachungen des angewendeten Modells berücksichtigt werden. Unter Vernachlässigung des Einflusses weiterer Schweißparameter, sowie der Nichtbeachtung der Druckgradienten mit Annäherung an das erdmagnetische Dipolfeld ist die hier ermittelte Lebenszeit als eine *obere Grenze* für diese Eigenschaft zu verstehen. Insbesondere die Abbremsung durch die Druckgradientenkraft in Gleichung 5.20 wird für eine frühzeitige Verstärkung der B_z -Signatur durch das Anstauen des Feldes sorgen (Shiokawa et al. 1997). Auch wenn durch die Selektionskriterien am Anfang dieses Kapitels der Versuch unternommen wird, diesen Effekt gering zu halten, sehen unter Umständen einige relativ junge Dipolarisierungsfronten, die diese Abbremsung erfahren, älter aus, als sie in Wirklichkeit sind.

Aus der gezeigten Verteilungsfunktion geht hervor, dass der Großteil der ausgewählten Dipolarisierungsfronten (höchstens) etwa 1160 s durch den erdmagnetischen Schweiß propagiert ist, bevor er durch die THEMIS-Satelliten beobachtet wurde. Aus der Beobachtung von bestimmten Events durch zwei separate Sonden und der entstehenden Differenz der Ergebnisse kann eine Unsicherheit für alle Schätzungen von mindestens 500 s abgeleitet werden.

Ein Alter von rund 1200 s ist zunächst kein unmittelbar überprüfbares Ergebnis. Sofort stellt sich die Anschlussfrage, an welchem Ort die Events entstanden sein könnten. Ohne einen plausiblen Schätzer für die effektive Propagationsgeschwindigkeit kann darüber jedoch keine verlässliche Aussage getroffen werden. Mit ungefähren Werten zwischen 100 km/s und 400 km/s könnten die Strukturen in beliebigen Entfernungen bis zu $-300 R_E$ entstanden sein. Um ein genaueres Bild zu erhalten, erscheint es wiederum hilfreich, Ergebnisse aus den Simulationen auf den erdmagnetischen Schweiß zu übertragen.

7.2 Über die Ursprungsdistanz von Dipolarisierungsfronten

Zur Bestimmung des Herkunftsortes der im vorherigen Abschnitt betrachteten Events ist es notwendig, ein Modell für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Strukturen zu formulieren. Abbildung 7.4 veranschaulicht die Verfolgung des Minimum-Durchgangs der B_z -Komponente einer MHD-Simulation zu verschiedenen Zeitpunkten in der Symmetrieebene der Simulationsumgebung. Wie auch Wu und Shay (2012) gezeigt haben, werden (simulierte) Dipolarisierungsfronten nur anfangs stark beschleunigt; einige Zeit später strebt die Ausbreitungsgeschwindigkeit auf den Beobachtungszeitskalen gegen einen festen Wert. Auch an dieser Stelle muss wieder klar hervorgehoben werden, dass nur die Ausbreitung in einer Harris-Schicht betrachtet wird, die in Ausbreitungsrichtung keine Gradienten aufweist – es wird also wieder nur eine Region untersucht, die von der magnetischen Spannung in der Neutralschicht dominiert ist.

Um einen empirischen Schätzer für den Entstehungspunkt X_0 zu finden, gehen wir zunächst davon aus, dass die im vorigen Abschnitt ermittelten Lebenszeiten der Zeit entsprechen, seit der jede Front ausgehend von X_0 bis zum Beobachtungszeitpunkt $X_{s/c}$ unterwegs war. Als Beobachtung aus den Simulationen lässt sich

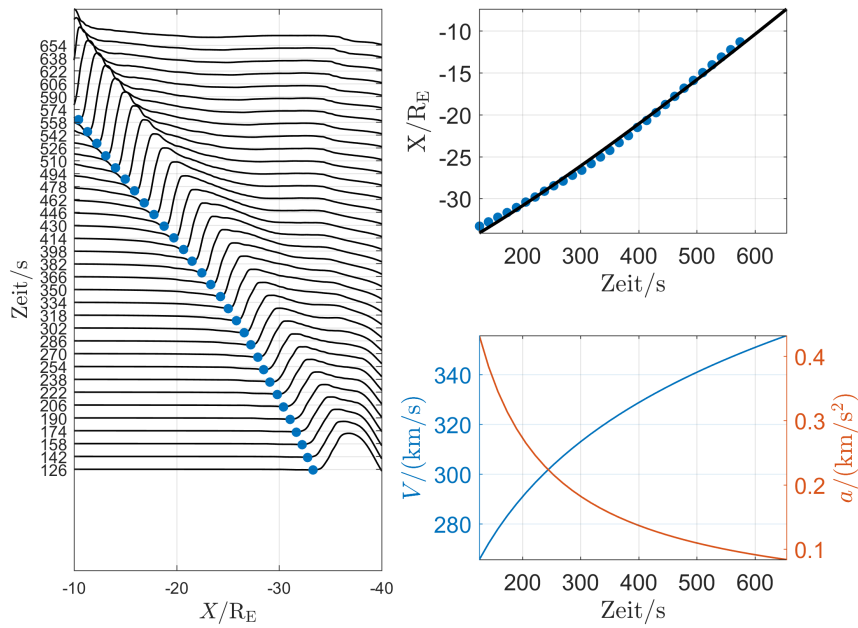


Abbildung 7.4: Links: Raum-Zeit-Darstellung der Ausbreitung einer Dipolarisierungsfront (B_z -Variation) in einer Simulationsregion mit $B_L = 16$ nT für verschiedene Zeitpunkte. Die Punkte markieren die Position des Minimum-Durchgangs. Rechts oben: Position des Minimum-Durchgangs über der Zeit. Die schwarze Linie stellt die Anpassung durch das beschriebene Beschleunigungsmodell dar. Rechts unten: Aus der Anpassung bestimmte momentane Ausbreitungsgeschwindigkeiten und Beschleunigungen der simulierten Struktur.

feststellen, dass die Beschleunigung der Strukturen $a(t)$ mit der Zeit t abnimmt. Als einfachster Zusammenhang sei hier

$$a(t) \propto \frac{1}{t} \quad (7.4)$$

gewählt⁴. Um dieses Modell zu konkretisieren, wird an dieser Stelle ein Ansatz der Form

$$a(t) = \frac{A_0}{\frac{t}{1\text{ s}} + 1} \quad (7.5)$$

verwendet. In dieser Formulierung stellt A_0 eine Initialbeschleunigung der Front zum Zeitpunkt $t = 0$ dar. Natürlich ist es physikalisch nicht zu erwarten, dass die Strukturen unmittelbar diese Anfangsbeschleunigung erfahren. Wu und Shay (2012) haben jedoch auch gezeigt, dass die Zeitspanne bis zum Einsetzen der Beschleunigung sehr klein ist. Insofern ist davon auszugehen, dass der durch den Ansatz vermittelte Fehler klein bleibt und die mathematische Beschreibung eine solide erste Näherung darstellt. Durch die zeitliche Integration der gewählten Form erhält man eine Modellgleichung für den Ort $x(t)$ zu

$$x(t) = A_0 \left(\frac{t}{1\text{ s}} + 1 \right) \left[\ln \left(\frac{t}{1\text{ s}} + 1 \right) + 1 \right] + X_0. \quad (7.6)$$

⁴An dieser Stelle kann auch ein anderer Zusammenhang angenommen werden. Es hat sich gezeigt, dass diese Wahl jedoch die Ergebnisse am zuverlässigsten repräsentiert.

Abbildung 7.4 zeigt die zeitliche Entwicklung des Minimum-Durchgangs und die Anpassung der obigen Modellfunktion an diese Daten. Der untere Teil der Grafik zeigt die resultierende Modellgeschwindigkeit und Beschleunigung für dieses Beispiel.

Über die Anpassung von Gleichung 7.6 kann überprüft werden, wie gut die mathematische Modellierung die kontrollierten Bedingungen innerhalb der Simulation wiedergeben kann. Da die Initialisierungsregion in jeder Simulation bei $X = (-40 \pm 1.5) R_E$ positioniert ist, sollte auch der Parameter X_0 diesen Werten entsprechen. Aus der Analyse unterschiedlicher Simulationen ergibt sich, dass der absolute Fehler in allen Fällen kleiner ist als $2 R_E$. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die beschriebene Modellierung eine ausreichende Beschreibung der Dynamik in den Simulationen darstellt.

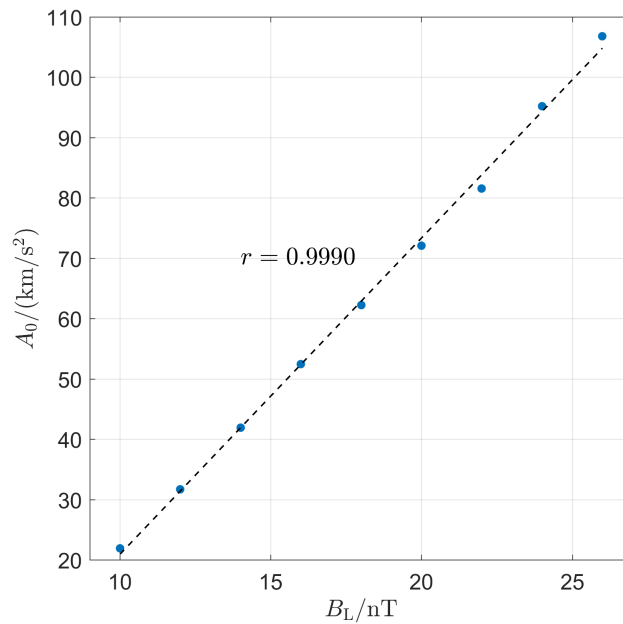


Abbildung 7.5: Aus den Simulationen bestimmter Zusammenhang zwischen der Initialbeschleunigung und der Lobe-Feldstärke. Die gestrichelte Linie stellt eine lineare Anpassung dar. Der Korrelationskoeffizient liegt bei nahezu 1.

Erwartungsgemäß ist die Abhängigkeit des Beschleunigungsverhaltens von der Lobe-Feldstärke B_L allein im Parameter A_0 zu suchen. Abbildung 7.5 veranschaulicht das Verhalten der Initialbeschleunigung für durchgeführte Simulationen mit unterschiedlicher Hintergrundfeldstärke. Analog zur Bestimmung der Lebenszeiten wird auch an dieser Stelle wieder angenommen, dass vor allem die Lobe-Feldstärke der bestimmende Parameter für die zeitliche Ausbreitung der Strukturen ist. Es ergibt sich ein offensichtlich linearer Zusammenhang zwischen diesen beiden Größen. Er ist von der Form:

$$A_0(B_L) = (5.242 \pm 0.088) \frac{\text{km}}{\text{s}^2 \cdot \text{nT}} \cdot B_L - (31.5 \pm 1.6) \frac{\text{km}}{\text{s}^2}. \quad (7.7)$$

Um dieses Konzept auf die THEMIS-Events zu übertragen, muss von der Annahme der Simulationen abgewichen werden, dass die Lobe-Feldstärke entlang der Propagationsrichtung konstant ist. Insofern ist es an dieser Stelle ratsam und ohne Mehraufwand möglich, einen leichten magnetischen Gradienten in das Konzept einzubauen. Mit Hilfe des Modells von (Slavin et al. 1985) für die Lobe-Feldstärke im Schweif kann die lokale Beschleunigung einer Dipolarisierungsfront beschrieben werden als

$$\ddot{x}(t) = \frac{A_0 [B_L(x(t))]}{\frac{t}{1s} + 1}. \quad (7.8)$$

Da die Initialbeschleunigung proportional zur Lobe-Feldstärke und damit nach Slavin et al. (1985) nur proportional zu $X^{-0.53}$ ist, überwiegt die $1/t$ -Abhängigkeit in der obigen Gleichung. Physikalisch lässt sich das Grundprinzip wie in Abbildung 7.6 gezeigt verstehen.

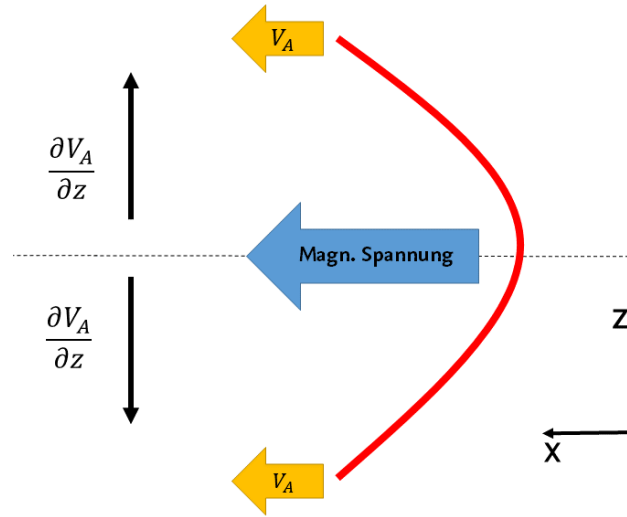


Abbildung 7.6: Skizze zur qualitativen Veranschaulichung der einwirkenden Größen auf die Totalbeschleunigung der Front. Während der Gradient der Alfvén-Geschwindigkeit die außen liegenden Bereiche beschleunigt, wird die Region in der Neutralschicht „mitgezogen“. Die magnetische Spannung versucht die Situation zu entlasten.

Während die Struktur in der Schweifregion von der magnetischen Spannung erdwärts beschleunigt wird, um die betreffende Feldlinie zu entlasten, sorgt der Gradient der Alfvén-Geschwindigkeit abseits der Neutralschicht für eine erhöhte Geschwindigkeit der außenliegenden Bereiche der Front. Die dadurch zunehmende Krümmung in der XZ-Ebene verstärkt wiederum die magnetische Spannung der Neutralschicht. Auf den realistischen Beobachtungszeitskalen und Lebenszeiten der Events sorgt dieser Pseudo-Gleichgewichtsprozess für eine Quasi-Endgeschwindigkeit der Phänomene. Nahe der Erde übernehmen dann die starken Gradienten der thermischen und magnetischen Druckkomponenten die Abbremsung der Fast Flows und Kompensation der Beschleunigung. Diese Beiträge finden jedoch hier, wie an den Kriterien im vorigen Abschnitt besprochen, keine Beachtung.

Um Gleichung 7.8 für die THEMIS-Events anzuwenden, bedarf es einer laufenden Neuberechnung der lokalen Lobe-Feldstärke während der Propagation eines Events durch den erdmagnetischen Schweif. Dennoch kann diese Differentialgleichung durch eine simple Euler-Diskretisierung gelöst werden. Aufgrund der einfachen Terme kann auf eine Leistungsoptimierung verzichtet werden:

1. Bestimme Lobe-Feldstärke an der Satellitenposition aus dem Druckgleichgewicht in der Neutralschicht und bilde Modell für die Abhängigkeit dieser Feldstärke mit $B_L \propto (X/X_{S/C})^{-0.53}$ (Slavin et al. 1985).
2. Wähle beliebiges X_0 im mittleren Schweif und bestimme Initialbeschleunigung eines Modellevents.
3. Propagiere Modellevent mit Hilfe einer Euler-Diskretisierung durch den Schweif mit laufender Aktualisierung der lokalen Beschleunigung über die Dauer der Lebenszeit τ eines jeden Events.
4. Wiederhole die Schritte 1-3 und verschiebe X_0 bis die modellierte Endposition der tatsächlichen Beobachtungsposition durch THEMIS entspricht.

Die Verwendung der Näherung von Slavin et al. (1985) hat den wesentlichen Vorteil, dass ausschließlich der radiale Abstand von der Erde als Parameter in die empirische Gleichung eingeht. Insofern ist dieses Modell zwar sehr vereinfachend, aber auch unmittelbar auf die hier beschriebene Vorgehensweise anwendbar, ohne dass zusätzliche Einflussparameter, wie etwa die magnetosphärische Aktivität, berücksichtigt werden müssen. Die dynamischen Aspekte der Lobe-Feldstärke fließen ohnehin durch die Berücksichtigung des Ergebnisses aus der Druckbilanz in die Modellrechnung ein. Slavin et al. (1985) liefert dementsprechend nur den Exponenten des Potenzgesetzes für die Bestimmung der Lobe-Feldstärke im Erdmagnetschweif.

Abbildung 7.7 veranschaulicht die Ergebnisse für die im bereits im vorigen Abschnitt betrachteten Events. Die Unsicherheit der Schätzungen lässt sich wiederum anhand der Beobachtungen einzelner Events durch mehrere Satelliten abschätzen. Sie liegt in der Größenordnung von $10 R_E$.

Auch hier ist wieder zu beachten, dass die ermittelten Schätzwerte aufgrund der Vernachlässigung der Druckgradiententerme vor allem *obere* Abschätzungen für die Ursprungsdistanz der THEMIS-Events darstellen⁵. Die Häufigkeitsverteilung zeigt, dass der Großteil der Beobachtungen seinen Ursprung bei $\leq -40 R_E$ hat, über 85% der Events sind zwischen $-38 R_E$ und $-60 R_E$ entstanden. Es gibt einige Ausnahmen, die bereits im vorigen Abschnitt als besonders alte Dipolarisierungsfronten identifiziert wurden. Ihre Herkunft wird auf Basis des beschriebenen Modells bei etwa $-90 R_E$ angesetzt.

Für die Distanz der erdnahen X-Linie existieren Schätzungen zwischen $-30 R_E$ und $-20 R_E$ (Nagai et al. 1998, 2005) und $> -50 R_E$ (Nishida et al. 1997), während die Distanz der erdfernen X-Linie auf zwischen $-200 R_E$ und $-100 R_E$ (Baker

⁵Unter Beachtung des Vorzeichens handelt es sich natürlich um *untere* Abschätzungen. Im Folgenden sei "obere" auf den Absolutwert der Schätzung bezogen.

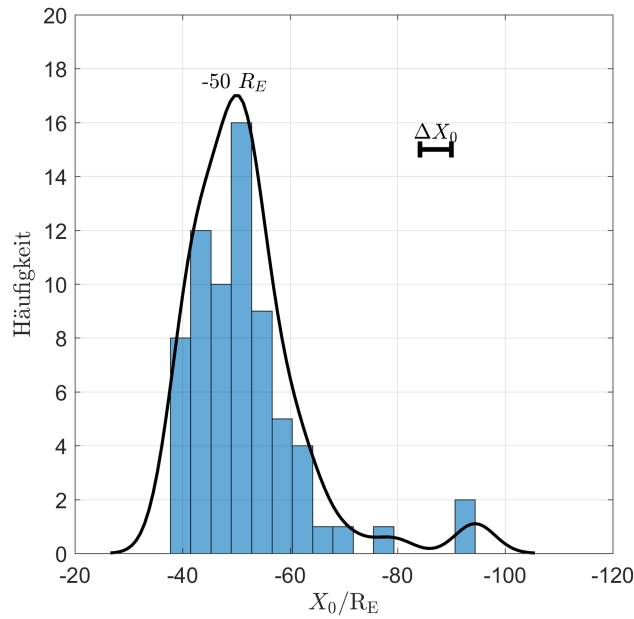


Abbildung 7.7: Histogramm der ermittelten Herkunftsorte der mit THEMIS beobachteten Events. Die schwarze Linie veranschaulicht eine skalierte Kerndichteschätzung. Die Unsicherheit ΔX_0 ergibt sich aus der Differenz der Schätzung zwischen den Ergebnissen für Fronten, die von zwei oder mehr Satelliten beobachtet wurden.

et al. 1996), $-140 R_E$ (Nishida et al. 1997) und sogar bis $-60 R_E$ (Øieroset et al. 2000) beziffert wird. Unter Berücksichtigung der Unsicherheit der hier ermittelten Distanzen erscheinen die Ergebnisse für die Maximaldistanz in Schweifrichtung damit durchaus plausibel und können vor allem der erdnahen X-Linie zugeordnet werden. Nur die wenigen Events bei Distanzen von $< -60 R_E$ entstammen mit großer Wahrscheinlichkeit rekonnektiven Ereignissen an der erdfernen X-Linie des Schweifs.

Auf Basis der Verteilung der Ursprungsdistanzen kann die zu Anfang des Kapitels 7 formulierte Hypothese, nämlich, dass ein ausgewählter Teil der Beobachtungen durch ein empirisches Modell beschrieben werden kann, das auf der Propagation durch eine Harris-Schicht basiert, nicht verworfen werden. Folglich ist eine beliebige Dipolarisierungsfront, die in einem erdnahen Orbit detektiert wird, im statistischen Mittel höchstens seit rund 1200 s durch den Erdmagnetschweif unterwegs und entstand mit großer Wahrscheinlichkeit an einer X-Linie erdwärts von $-60 R_E$.

8 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit konnten durch die Zusammenführung von Satellitenbeobachtungen und Simulationsergebnissen einige Eigenschaften von Dipolarisierungsfronten abgeleitet werden, die bisher nicht oder nicht explizit untersucht worden sind. Es handelt sich bei ihnen um Fronten im Sinne einer Abgrenzung zwischen einer kleinen, lokal begrenzten Plasmaregion und dem Umgebungsplasma im Magnetschweif der Erde. Sie bilden sich grundsätzlich immer aus, wenn eine solche Region, zum Beispiel eine Plasma-Blase, durch den erdmagnetischen Schweif propagiert und kennzeichnen sich im Wesentlichen durch eine bipolare Signatur in der Z-Komponente des Magnetfelds. Die sukzessive Analyse unterschiedlicher Aspekte dieser Phänomene konnte nur dadurch unternommen werden, indem zwei wesentliche Handlungsstränge miteinander verwoben und verknüpft wurden: Auf der einen Seite stehen in der heutigen Zeit, genau 60 Jahre nach dem Beginn des Raumfahrtzeitalters, Unmengen von Daten einer Vielzahl von Einzel- und Mehrsatellitenmissionen zur Verfügung, während auf der anderen Seite die fortschrittliche Entwicklung von numerischen Simulationsumgebungen die digitale Nachbildung des Labors Weltraumplasma ermöglichen.

Die nahezu dauerhafte *in situ* Beobachtung der erdmagnetosphärischen Regionen ermöglicht es, umfassende statistische Analysen einzelner Plasmaphänomene vorzunehmen. Diese Arbeit hat sich im Wesentlichen auf die Daten der THEMIS-Mission der NASA gestützt, die in Kapitel 3 ausführlich beschrieben wurden. Die insgesamt fünf baugleichen Satelliten sind seit 2007 auf einem gemeinsamen Orbit um die Erde. Die Sonden durchstreifen auf äquatorialen Bahnen innerhalb eines jeden Jahres die Magnetosphäre mit Apogäumsdistanzen zwischen $10 R_E$ und $20 R_E$ und verbringen mehrere Monate in der Nähe der Neutralschicht des Erdmagnetschweifs – diese Mission eignet sich daher unmittelbar zur Beobachtung von Dipolarisierungsfronten im nahen Erdmagnetschweif.

Qualitativ hochwertige Ergebnisse können nur dann erzielt werden, wenn den Datenprodukten der Instrumente eine gewissenhafte Kalibrierung zugrunde liegt. Glücklicherweise rotieren die THEMIS-Satelliten etwa alle 3 s um ihre eigene Achse und ermöglichen somit eine komfortable und dynamische Kalibrierung des Magnetfeldinstruments FGM in der Spinebene der Sonden. Zur Kalibrierung der Spinachsen-Komponente werden üblicherweise Alfvénische Fluktuationen im Sonnenwind als Referenz benutzt – da sich mindestens drei der Satelliten aufgrund ihres niedrigen Apogäums jedoch nicht mehr regelmäßig im Sonnenwind aufhalten, wurde in dieser Arbeit erstmalig eine Methode zurückgegriffen, die sich kompressible Störungen in der Magnetosheath zunutze macht (Plaschke und Narita 2016, Frühauff et al. 2017b).

Mit der Verfügbarkeit von verlässlichen Magnetfeldmessungen konnten in Kapitel 4 die Charakteristika von Dipolarisierungsfronten dazu benutzt werden, definierte Auswahlkriterien für die Erstellung einer statistischen Beobachtungsgrundlage dieser Phänomene zu formulieren. Kern dieser Kriterien ist es im Wesentlichen, die (asymmetrische) bipolare magnetische Signatur herauszuarbeiten. Die Kandidaten für Dipolarisierungsfronten sollen ein deutliches Profil aufweisen und sich in einem ansonsten ruhigen Umfeld der zentralen Plasmaschicht des Erdmagnetschweifs aufhalten. Im Ergebnis konnten in den fast 10 Jahren THEMIS-Beobachtungen¹ insgesamt 460 Events als Dipolarisierungsfronten identifiziert werden². Vergleicht man diese Zahl mit den Ergebnissen anderer Studien, wie etwa Liu et al. (2013) (etwa 5000 Events), so erscheint sie vergleichsweise gering. Die strengen Kriterien in dieser Arbeit sorgen jedoch dafür, dass viele unruhige oder gestörte Events nicht beachtet werden, die jedoch in anderen Studien mit in die Datengrundlage aufgenommen werden. In diesem Sinne zählen viele der hier untersuchten Events zu möglichen Musterbeispielen für Dipolarisierungsfronten (siehe beispielsweise Abbildung 4.6) und bilden eine qualitativ hochwertige Grundlage für die explizite (statistische) Untersuchung dieser Phänomene im Erdmagnetschweif.

So isoliert die THEMIS-Beobachtungen auch sein mögen, die hohe Komplexität und Dynamik der Vorgänge in der Plasmaschicht sorgen dafür, dass jede Beobachtung eine mögliche Mixtur aus verschiedenen, gleichzeitig stattfindenden Prozessen ist. Zwar lässt sich dieser Umstand teilweise durch eine statistische Betrachtung mittlerer Eigenschaften umgehen, es liegt jedoch nahe, ein zweites Standbein für die Analyse aufzubauen. Mit dem magnetohydrodynamischen Simulationscode PLUTO wurde in Kapitel 5 der Versuch unternommen, ein minimalistisches Modell der Plasmaschicht zu implementieren und eine Erwartungshaltung bezüglich der Dynamik von Dipolarisierungsfronten zu bilden. Grundlage für dieses Modell bildet eine Harris-Schicht, die ausschließlich Gradienten senkrecht zur Neutralschichtebene aufweist. Diese Näherung stellt den höchstmöglichen Vereinfachungsgrad des (nahen) Erdmagnetschweifs dar, der physikalisch noch vertretbar ist. Hinter diesem Ansatz steckt die klare Motivation, dass für das Grundverständnis eines Phänomens immer ein *Bottom-up*-Ansatz die erste Wahl sein sollte: Vor der Zuhilfenahme komplexer Modelle, kinetischer Simulationsumgebungen oder globaler Magnetosphärensimulationen, in denen sich Effekte unterschiedlicher Art nicht mehr voneinander trennen lassen, können schon die einfachsten Modelle bisher nicht beobachtete Einsichten geben. Insofern verfolgt die Implementierung dieses Modells einen ingenieurwissenschaftlichen Ansatz: Die Simulationsumgebung wird so eingestellt, dass sie die wesentlichen realen Beobachtungen wiedergeben kann. Im Anschluss wird untersucht, welche zusätzlichen Effekte auftreten, und ob diese auch in den Satellitenbeobachtungen wiederzufinden sind.

¹In jedem Jahr hält sich THEMIS etwa drei Monate im Schweif auf, die benötigten Magnetfeld-daten werden etwa 12 Stunden pro Tag aufgezeichnet.

²Kapitel 4 hat aus Gründen der phänomenologischen Ähnlichkeiten auch Flux Ropes vorgestellt, da sie ähnliche Eigenschaften wie die Dipolarisierungsfronten aufweisen. Diese Ähnlichkeiten wurden vor allem während der Untersuchung simulierter Strukturen in Kapitel 5 deutlich.

Trotz der strikten Vereinfachungen konnten die charakteristischen Eigenschaften von Dipolarisierungsfronten mit Hilfe von PLUTO eindeutig reproduziert werden. Die Simulationen haben gezeigt, dass nicht nur die Plasmaprofile, sondern auch die geometrischen Formen der Phänomene durch den Simulationscode wiedergegeben werden. Gleichzeitig konnten Aussagen über das zentrale Stromsystem in der Symmetrieebene der Struktur getroffen werden. Unter gewissen Umständen kann dieses Stromsystem dafür sorgen, dass das simulierte Event sowohl die Identifizierungskriterien von Dipolarisierungsfronten als auch von Flux Ropes erfüllt. Anhand virtueller Zeitreihen abseits der Symmetrieebene konnte außerdem nachgewiesen werden, dass sich Aussagen zur relativen Position bezüglich des Zentrums der Struktur treffen lassen. Dieser Befund sorgt in Kapitel 6 für die eindeutige Bestimmung der Symmetrieebene von Satellitenbeobachtungen von im Erdmagnetschweif beobachteten Events.

Mit Hilfe der durch die Simulationen geschürten Erwartungshaltung konnte in Kapitel 6 eine zielgerichtete Analyse der THEMIS-Beobachtungen durchgeführt werden. Zunächst halfen Einzelbeispiele bei der phänomenologischen Einordnung der Strukturen. Das Beispiel am 21. März 2008 zeigte sich als idealer Kandidat um festzustellen, ob es sich bei der natürlichen Symmetrieebene im Schweif um die Neutralschicht handelt. Tatsächlich konnte durch ein einfaches Propagationsmodell gezeigt werden, dass sich die unterschiedlichen Beobachtungen durch zwei Satelliten erklären lassen, wenn man die Neutralschicht als Symmetrie zurate zieht. Auf diese Weise erklärt sich die konkave Krümmung von Dipolarisierungsfronten in der XZ-Ebene durch Gradienten in der Alfvén-Geschwindigkeit, wie es zwar bereits von Krauss-Varban und Karimabadi (2003) vermutet, aber bisher nicht gezeigt wurde. Anhand des zweiten Fallbeispiels am 24. Mai 2011 wurde das zentrale Stromsystem von Dipolarisierungsfronten abgeleitet. Über eine Diskretisierung des Ampèreschen Gesetzes konnten die Ergebnisse der Simulationen und anderer Arbeiten, wie der von (Lu et al. 2016), bestätigt werden.

Durch die anschließende statistische Analyse aller Events konnten mit Hilfe einer Superpositionsanalyse die wesentlichen Plasmavariationen von Dipolarisierungsfronten quantifiziert werden: Ein Musterevent zeigt im Schnitt eine negative B_z -Exkursion, die etwa die Hälfte der Amplitude des positiven Durchgangs aufweist. Eine kurze Dichtekompression vor Eintreffen der Front (6%) ist gefolgt von einem Abfall auf etwa 75% der ungestörten Teilchendichte. Das mittlere Event weist auch eine Spitze in der B_y -Komponente auf und zeigt damit Eigenschaften, die üblicherweise Flux Ropes zugeordnet werden. Eine detailliertere Untersuchung dieses Umstands hat gezeigt, dass die Vorhersage der Simulationen, dass das B_y -Hintergrundfeld die Polarität dieser Spitze bestimmt, auch in den Satellitenbeobachtungen bestätigt werden kann.

Unter Zuhilfenahme des Tsyganenko-Modells für das Erdmagnetosphärenfeld konnte über die statistische Betrachtung der Normalenvektoren der Dipolarisierungsfronten erstmals gezeigt werden, dass die Neutralschicht des Erdmagnetschweifs in der Tat die zentrale Symmetrieebene dieser Strukturen darstellt. Es ist anzunehmen, dass dies nicht nur für Dipolarisierungsfronten, sondern für alle lokalen Konvektionsbewegungen in der Plasmaschicht des Schweifs zutrifft. Die quantitative Analyse der dahinterstehenden Abhängigkeit lässt darauf schlie-

ßen, dass die beobachteten Dipolarisierungsfronten eine mittlere (vertikale) Ausdehnung von etwa $4 R_E$ besitzen. Die Kenntnis der Symmetrieebene ermöglichte die selbstkonsistente Neudefinition eines intrinsischen Koordinatensystems für Dipolarisierungsfronten, das sich die Lage und Ausrichtung der Neutralschicht des Tsyganenko-Modells zunutze macht. Durch dieses Koordinatensystem, das dem simulationseigenen Koordinatensystem sehr nahe kommt, konnten auch die erwarteten Magnetfeldsignaturen *abseits* des Zentrums in den Beobachtungen nachgewiesen und eingeordnet werden. Sie bestätigen die Vermutungen über das zentrale Stromsystem auch im statistischen Mittel, und ohne dass gleichzeitige Beobachtungen mehrerer Satelliten vonnöten sind.

Nachdem die Beobachtungen von Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes sich im Wesentlichen durch die Symmetrie beziehungsweise Asymmetrie in der B_z -Signatur unterscheiden, machte es sich Kapitel 7 zur Aufgabe, die Evolution dieser Signatur im Hinblick auf das Alter von beobachteten Events zu untersuchen. Die Grundannahme eines simulationsempirischen Modells bildete dabei die Beobachtung, dass das gemessene ΔB_z eine Funktion des Alters einer Front und der Hintergrundfeldstärke in der Simulationsumgebung zu sein scheint. Unter Vernachlässigung zusätzlicher Einflussparameter konnte anhand dessen abgeschätzt werden, welches maximale Alter die mit THEMIS beobachteten Events besitzen dürften. Die häufigsten Vertreter bilden dabei Dipolarisierungsfronten mit einer Lebenszeit von (höchstens) 1160 s. Um diese Zahl in einen weitreichenderen Kontext zu bringen, wurde in zweiten Schritt eine Abschätzung für den Herkunftsort dieser Strukturen vorgenommen. Mit Hilfe eines einfachen Modells für die Propagationsgeschwindigkeit der simulierten Strukturen wurde abgeleitet, dass die THEMIS-Events mit hoher Wahrscheinlichkeit in einer Region bis (maximal) $60 R_E$ hinter der Erde entstanden sind. Dieses Ergebnis deckt sich im Rahmen seiner Unsicherheit mit Befunden anderer Arbeiten für die Position der X-Linien im Erdmagnetschweif. Obwohl dieses Modell die Abbremsung propagierender Strukturen an den Druckgradienten der erdnahen Schweifregionen außer Acht lässt, konnten trotzdem plausible Ergebnisse erzielt werden.

Diese Arbeit bietet an einigen Stellen Potential zur Erweiterung und Vertiefung der Analysen und Verbesserung der zugrundeliegenden Modelle. Zunächst wäre es nützlich zusätzliche Satellitenbeobachtungen zurate zu ziehen, um vor allem die radiale Abdeckung der Beobachtungen im Schweif zu erhöhen. THEMIS bietet durch die orbitbedingte Dominanz der Beobachtungen bei $10 R_E$ bis $12 R_E$ nur sehr begrenzte Möglichkeiten für das Studium der Evolution von Dipolarisierungsfronten auf ihrem Weg vom entfernten Magnetschweif in Richtung Erde. Insbesondere die Frage der Ähnlichkeiten zwischen Dipolarisierungsfronten und Flux Ropes könnte durch zusätzliche Beobachtungen in größeren Apogäumsdistanzen deutlich detaillierter beleuchtet werden. So könnte sich unter Umständen herausstellen, dass es sich bei diesen beiden Phänomenen um identische Träger in unterschiedlichen Stadien ihrer Evolution handelt. Ähnliche Vermutungen wurden bereits von Vogiatzis et al. (2015) formuliert.

Nachdem Kapitel 6 zweifelsfrei die Neutralschicht als Symmetrieebene bestätigen konnte, lassen sich zum aktuellen Zeitpunkt keinerlei Aussagen über eine Symmetrie in der XY-Ebene treffen. Dies könnte zum einen bedeuten, dass das

Konzept einer definierten Symmetrie in dieser Ebene nicht anwendbar ist, oder, dass die bisherigen Beobachtungsgrundlagen noch nicht ausreichend dahingehend untersucht wurden.

Zuletzt liegt das größte Erweiterungspotential ohne Zweifel in der bisherigen Verwendung einer einfachen Harris-Schicht im Simulationsmodell. Insbesondere im Zusammenhang mit THEMIS ist für einige Events fraglich, ob die Vernachlässigung des Erddipolfeldes und den damit einhergehenden Gradienten in radiale Richtung gerechtfertigt ist. Zwar wurde in Kapitel 5 und in den Einzelfallbeispielen der Versuch unternommen diese Rechtfertigung zu quantifizieren, dennoch muss der unmittelbar nächste Schritt die Erweiterung um radiale Plasmagradien-ten sein. Das Studium einer Umgebung, die diese Gradienten beherbergt, ermöglicht eine quantitativ verlässlichere Untersuchung von Dipolarisierungsfronten im mittleren und nahen Erdmagnetschweif. Insbesondere die Ergebnisse in Kapitel 7 könnten dahingehend verbessert werden, dass nicht nur eine obere, sondern auch eine untere Abschätzung für Herkunft und Alter der Events geliefert werden könnte. Die mögliche Lage der X-Linie im Schweif könnte dadurch weitgehend eingegrenzt werden.

Literaturverzeichnis

- Alfvén, H., 1968, Some properties of magnetospheric neutral surfaces, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 73, 4379–4381
- Angelopoulos, V., 2008, The THEMIS mission, *Space Science Reviews*, 141, 5–34
- Angelopoulos, V., 2011, The ARTEMIS Mission, *Space Science Reviews*, 165, 3–25
- Angelopoulos, V., Baumjohann, W., Kennel, C. F., Coroniti, F. V., Kivelson, M. G., Pellat, R., Walker, R. J., Luehr, H., Paschmann, G., 1992, Bursty bulk flows in the inner central plasma sheet, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 97, 4027–4039
- Angelopoulos, V., Kennel, C. F., Coroniti, F. V., Pellat, R., Kivelson, M. G., Walker, R. J., Russell, C. T., Baumjohann, W., Feldman, W. C., Gosling, J. T., 1994, Statistical characteristics of bursty bulk flow events, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 99, 21 257–21 280
- Aschenbrenner, H., Goubau, G., 1936, Eine Anordnung zur Registrierung rascher magnetischer Störungen, *Hochfrequenztechnik und Elektroakustik*, 47, 177–181
- Auster, H. U., Apathy, I., Berghofer, G., Remizov, A., Roll, R., Fornacon, K. H., Glassmeier, K. H., Haerendel, G., Hejja, I., Kührt, E., Magnes, W., Moehlmann, D., Motschmann, U., Richter, I., Rosenbauer, H., Russell, C. T., Rustenbach, J., Sauer, K., Schwingenschuh, K., Szemerey, I., Waesch, R., 2007, ROMAP: Rosetta Magnetometer and Plasma Monitor, *Space Science Reviews*, 128, 221–240
- Auster, H. U., Glassmeier, K. H., Magnes, W., Aydogar, O., Baumjohann, W., Constantinescu, D., Fischer, D., Fornacon, K. H., Georgescu, E., Harvey, P., Hillenmaier, O., Kroth, R., Ludlam, M., Narita, Y., Nakamura, R., Okrafka, K., Plaschke, F., Richter, I., Schwarzl, H., Stoll, B., Valavanoglou, A., Wiedemann, M., 2008, The THEMIS Fluxgate Magnetometer, *Space Science Reviews*, 141, 235–264
- Axford, W. I., Petschek, H. E., Siscoe, G. L., 1965, Tail of the Magnetosphere, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 70, 1231–1236
- Baker, D. N., Anderson, R. C., Zwickl, R. D., Slavin, J. A., 1987, Average plasma and magnetic field variations in the distant magnetotail associated with near-Earth substorm effects, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 92, 71–81

- Baker, D. N., Pulkkinen, T. I., Angelopoulos, V., Baumjohann, W., McPherron, R. L., 1996, Neutral line model of substorms: Past results and present view, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 101, 12 975–13 010
- Baumjohann, W., Paschmann, G., 1989, Determination of the polytropic index in the plasma sheet, *Geophysical Research Letters*, 16, 295–298
- Baumjohann, W., Treumann, R., 1997, Basic Space Plasma Physics, Imperial College Press, ISBN 9781860940798
- Baumjohann, W., Paschmann, G., Cattell, C. A., 1989, Average plasma properties in the central plasma sheet, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 94, 6597–6606
- Behannon, K. W., Ness, N. F., 1966, Magnetic storms in the Earth's magnetic tail, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 71, 2327–2351
- Biermann, L., 1951, Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Zeitschrift für Astrophysik*, 29, 274
- Birn, J., 1991, The boundary value problem of magnetotail equilibrium, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 96, 19 441–1945
- Birn, J., 1992, Quasi-steady current sheet structures with field-aligned flow, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 97, 16 817–16 826
- Birn, J., Hesse, M., Schindler, K., 1989, Filamentary structure of a three-dimensional plasmoid, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 94, 241–251
- Birn, J., Raeder, J., Wang, Y., Wolf, R., Hesse, M., 2004, On the propagation of bubbles in the geomagnetic tail, *Annales Geophysicae*, 22, 1773–1786
- Borovsky, J. E., Thomsen, M. F., Elphic, R. C., Cayton, T. E., McComas, D. J., 1998, The transport of plasma sheet material from the distant tail to geosynchronous orbit, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 103, 20 297–20 332
- Botev, Z. I., Grotowski, J. F., Kroese, D. P., 2010, Kernel density estimation via diffusion, *ArXiv e-prints*, 1011.2602
- Buechner, J., Ashour-Abdalla, M., Zelenyi, L. M., 1991, Ion distribution in the plasma sheet of the Earth's magnetotail, *Advances in Space Research (Space Physics)*, 11, 183–187
- Burlaga, L. F., 1988, Magnetic clouds and force-free fields with constant α , *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 93, 7217–7224
- Carlson, C. W., Curtis, D. W., Paschmann, G., Michael, W., 1982, An instrument for rapidly measuring plasma distribution functions with high resolution, *Advances in Space Research*, 2, 67–70

- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1930, A new theory of magnetic storms., *Nature*, 126, 129–130
- Chen, C. X., Wolf, R. A., 1993, Interpretation of high-speed flows in the plasma sheet, *Journal of Geophysical Research*, 98, 21 409–21 419
- Chree, C., 1913, Some phenomena of sunspots and of terrestrial magnetism at Kew Observatory, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 212, 75–116
- Coroniti, F. V., Kennel, C. F., 1972, Changes in magnetospheric configuration during the substorm growth phase, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 77, 3361
- Davis, L. J., Smith, E. J., 1968, The in-flight determination of spacecraft magnetic field zeros, *EOS Trans. AGU*, 49, 275
- Davis, T. N., Sugiura, M., 1966, Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 71, 785–801
- Dessler, A. J., Juday, R. D., 1965, Configuration of auroral radiation in space, *Planetary and Space Science*, 13, 63–72
- Dubyagin, S., Sergeev, V., Apatenkov, S., Angelopoulos, V., Runov, A., Nakamura, R., Baumjohann, W., McFadden, J., Larson, D., 2011, Can flow bursts penetrate into the inner magnetosphere?, *Geophysical Research Letters*, 38, L08102
- Dungey, J. W., 1961, Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Physical Review Letters*, 6, 47–48
- Dungey, J. W., 1963, Interactions of solar plasma with the geomagnetic field, *Planetary and Space Science*, 10, 233–237
- Dunlop, M. W., Eastwood, J. P., 2008, The Curlometer and other gradient-based methods, *ISSI Scientific Reports Series*, 8, 17–26
- Dunlop, M. W., Balogh, A., Glassmeier, K.-H., Robert, P., 2002, Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The Curlometer, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 107, 1384
- Fairfield, D. H., Jones, J., 1996, Variability of the tail lobe field strength, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 101, 7785–7792
- Fairfield, D. H., Lepping, R. P., Frank, L. A., Ackerson, K. L., Paterson, W. R., Kokubun, S., Yamamoto, T., Tsuruda, K., Nakamura, M., 1996, Geotail observations of an unusual magnetotail under very northward IMF conditions, *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 48, 473–487
- Farris, M. H., Russell, C. T., 1994, Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 99, 17 681–17 689

- Frühauff, D., Glassmeier, K.-H., 2016, Statistical analysis of magnetotail fast flows and related magnetic disturbances, *Annales Geophysicae*, 34, 399–409
- Frühauff, D., Mieth, J. Z. D., Glassmeier, K.-H., 2017a, Average plasma sheet polytropic index as observed by THEMIS, *Annales Geophysicae*, 35, 253–262
- Frühauff, D., Plaschke, F., Glassmeier, K.-H., 2017b, Spin axis offset calibration on THEMIS using mirror modes, *Annales Geophysicae*, 35, 117–121
- Gauss, C. F., 1877, Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus, pp. 119–193, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, ISBN 978-3-642-49319-5
- Georgescu, E., Vaith, H., Fornacon, K.-H., Auster, U., Balogh, A., Carr, C., Chutter, M., Dunlop, M., Foerster, M., Glassmeier, K.-H., Gloag, J., Paschmann, G., Quinn, J., Torbert, R., 2006, Use of EDI time-of-flight data for FGM calibration check on CLUSTER, in Cluster and Double Star Symposium, vol. 598 of ESA Special Publication, p. 63.1
- Gilbert, W., 1958, De magnete, Dover Publications Inc, New York, ISBN 0-486-26761-X
- Glassmeier, K.-H., Tsurutani, B. T., 2014, Carl Friedrich Gauss – General Theory of Terrestrial Magnetism – a revised translation of the German text, *History of Geo- and Space Sciences*, 5, 11–62
- Glassmeier, K.-H., Richter, I., Diedrich, A., Musmann, G., Auster, U., Motschmann, U., Balogh, A., Carr, C., Cupido, E., Coates, A., Rother, M., Schwingenschuh, K., Szegő, K., Tsurutani, B., 2007, RPC-MAG The Fluxgate Magnetometer in the ROSETTA Plasma Consortium, *Space Science Reviews*, 128, 649–670
- Glassmeier, K.-H., Auster, H.-U., Heyner, D., Okrafka, K., Carr, C., Berghofer, G., Anderson, B. J., Balogh, A., Baumjohann, W., Cargill, P., Christensen, U., Delva, M., Dougherty, M., Fornacon, K.-H., Horbury, T. S., Lucek, E. A., Magnes, W., Manda, M., Matsuoka, A., Matsushima, M., Motschmann, U., Nakamura, R., Narita, Y., O'Brien, H., Richter, I., Schwingenschuh, K., Shibuya, H., Slavin, J. A., Sotin, C., Stoll, B., Tsunakawa, H., Vennerstrom, S., Vogt, J., Zhang, T., 2010, The fluxgate magnetometer of the BepiColombo Mercury Planetary Orbiter, *Planetary and Space Science*, 58, 287–299
- Goertz, C. K., Baumjohann, W., 1991, On the thermodynamics of the plasma sheet, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 96, 20 991–20 998
- Goetz, C., Koenders, C., Hansen, K. C., Burch, J., Carr, C., Eriksson, A., Frühauff, D., Güttler, C., Henri, P., Nilsson, H., Richter, I., Rubin, M., Sierks, H., Tsurutani, B., Volwerk, M., Glassmeier, K. H., 2016, Structure and evolution of the diamagnetic cavity at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, S459–S467
- Gold, T., 1959, Motions in the magnetosphere of the Earth, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 64, 1219–1224

- Harris, E. G., 1962, On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field, *Il Nuovo Cimento (1955-1965)*, 23, 115–121
- Hedgecock, P. C., 1975, A correlation technique for magnetometer zero level determination, *Space Science Instrumentation*, 1, 83–90
- Hesse, M., Kivelson, M. G., 1998, The formation and structure of flux ropes in the magnetotail, pp. 139–151, American Geophysical Union, ISBN 9781118664629
- Hones, Jr., E. W., 1977, Substorm processes in the magnetotail - Comments on 'On hot tenuous plasmas, fireballs, and boundary layers in the Earth's magnetotail' by L. A. Frank, K. L. Ackerson, and R. P. Lepping, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 82, 5633–5640
- Hones, Jr., E. W., 1979, Transient phenomena in the magnetotail and their relation to substorms, *Space Science Reviews*, 23, 393–410
- Hones, Jr., E. W., Birn, J., Baker, D. N., Bame, S. J., Feldman, W. C., McComas, D. J., Zwickl, R. D., Slavin, J. A., Smith, E. J., Tsurutani, B. T., 1984, Detailed examination of a plasmoid in the distant magnetotail with ISEE 3, *Geophysical Research Letters*, 11, 1046–1049
- Huang, C. Y., Goertz, C. K., Frank, L. A., Rostoker, G., 1989, Observational determination of the adiabatic index in the quiet time plasma sheet, *Geophysical Research Letters*, 16, 563–566
- Huang, S. Y., Fu, H. S., Vaivads, A., Yuan, Z. G., Pang, Y., Zhou, M., Khotyaintsev, Y. V., Deng, X. H., André, M., Zhang, L., Fu, S., Li, H. M., Wang, D. D., 2015, Dawn-dusk scale of dipolarization front in the Earth's magnetotail: multi-cases study, *Astrophysics and Space Science*, 357, 22
- Hughes, W. J., Sibeck, D. G., 1987, On the 3-dimensional structure of plasmoids, *Geophysical Research Letters*, 14, 636–639
- Imber, S. M., Slavin, J. A., Auster, H. U., Angelopoulos, V., 2011, A THEMIS survey of flux ropes and traveling compression regions: Location of the near-Earth reconnection site during solar minimum, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, A02 201
- Jackman, C. M., Arridge, C. S., André, N., Bagenal, F., Birn, J., Freeman, M. P., Jia, X., Kidder, A., Milan, S. E., Radioti, A., Slavin, J. A., Vogt, M. F., Volwerk, M., Walsh, A. P., 2014, Large-scale structure and dynamics of the magnetotails of Mercury, Earth, Jupiter and Saturn, *Space Science Reviews*, 182, 85–154
- Johnson, F. S., 1960, The gross character of the geomagnetic field in the solar wind, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 65, 3049
- Kepko, E. L., Khurana, K. K., Kivelson, M. G., Elphic, R. C., Russell, C. T., 1996, Accurate determination of magnetic field gradients from four point vector measurements. I. Use of natural constraints on vector data obtained from a single spinning spacecraft, *IEEE Transactions on Magnetics*, 32, 377–385

- King, J. H., Papitashvili, N. E., 2005, Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, A02104
- Kivelson, M., Russell, C., 1995, Introduction to Space Physics, Cambridge atmospheric and space science series, Cambridge University Press, ISBN 9780521457149
- Kivelson, M. G., Khurana, K. K., 1995, Models of flux ropes embedded in a Harris neutral sheet: Force-free solutions in low and high beta plasmas, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 100, 23 637–23 646
- Krauss-Varban, D., Karimabadi, H., 2003, Timing and localization of reconnection signatures - Is there a substorm model problem?, *Geophysical Research Letters*, 30, 1308
- Leinweber, H. K., Russell, C. T., Torkar, K., Zhang, T. L., Angelopoulos, V., 2008, An advanced approach to finding magnetometer zero levels in the interplanetary magnetic field, *Measurement Science and Technology*, 19, 055 104
- Lepping, R. P., Fairfield, D. H., Jones, J., Frank, L. A., Paterson, W. R., Kokubun, S., Yamamoto, T., 1995, Cross-tail magnetic flux ropes as observed by the GEOTAIL spacecraft, *Geophysical Research Letters*, 22, 1193–1196
- Li, S.-S., Liu, J., Angelopoulos, V., Runov, A., Zhou, X.-Z., Kiehas, S. A., 2014, Antidipolarization fronts observed by artemis, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119, 7181–7198
- Liebert, E., Nabert, C., Perschke, C., Fornaçon, K.-H., Glassmeier, K.-H., 2017, Statistical survey of day-side magnetospheric current flow using Cluster observations: magnetopause, *Annales Geophysicae*, 35, 645–657
- Liemohn, M. W., Ganushkina, N. Y., Katus, R. M., De Zeeuw, D. L., Welling, D. T., 2013, The magnetospheric banana current, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118, 1009–1021
- Liu, J., Angelopoulos, V., Runov, A., Zhou, X.-Z., 2013, On the current sheets surrounding dipolarizing flux bundles in the magnetotail: The case for wedgelets, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 118, 2000–2020
- Lu, S., Artemyev, A. V., Angelopoulos, V., Lu, Q., Liu, J., 2016, On the current density reduction ahead of dipolarization fronts, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121, 4269–4278
- Lui, A. (Ed.), 1987, Magnetotail physics, Johns Hopkins studies in Earth and planetary sciences, Johns Hopkins University Press, ISBN 9780801834967
- Lundquist, S., 1950, Magnetohydrostatic fields, *Arkiv för Fysik*, 2

- McComas, D. J., Bame, S. J., Russell, C. T., Elphic, R. C., 1986, The near-Earth cross-tail current sheet - Detailed ISEE 1 and 2 case studies, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 91, 4287–4301
- McFadden, J., Carlson, C., Larson, D., Bonnell, J., Mozer, F., Angelopoulos, V., Glassmeier, K.-H., Auster, U., 2008a, THEMIS ESA first science results and performance issues, *Space Science Reviews*, 141, 477–508
- McFadden, J. P., Carlson, C. W., Larson, D., Ludlam, M., Abiad, R., Elliott, B., Turin, P., Marckwordt, M., Angelopoulos, V., 2008b, The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration, *Space Science Reviews*, 141, 277–302
- McPherron, R. L., Russell, C. T., Aubry, M. P., 1973, Satellite studies of magnetospheric substorms on August 15, 1968: 9. Phenomenological model for substorms, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 78, 3131
- Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., Matsakos, T., Tesileanu, O., Zanni, C., Ferrari, A., 2007, PLUTO: A numerical code for computational astrophysics, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 170, 228–242, astro-ph/0701854
- Mignone, A., Zanni, C., Tzeferacos, P., van Straalen, B., Colella, P., Bodo, G., 2012, The PLUTO code for adaptive mesh computations in astrophysical fluid dynamics, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 198, 7, 1110.0740
- Mitchell, D. L., Mazelle, C., Sauvaud, J.-A., Thocaven, J.-J., Rouzaud, J., Fedorov, A., Rouger, P., Toubanc, D., Taylor, E., Gordon, D., Robinson, M., Heavner, S., Turin, P., Diaz-Aguado, M., Curtis, D. W., Lin, R. P., Jakosky, B. M., 2016, The MAVEN Solar Wind Electron Analyzer, *Space Science Reviews*, 200, 495–528
- Moldwin, M. B., Hughes, W. J., 1990, A $2\frac{1}{2}$ -dimensional magnetic field model of plasmoids, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 58, 663–668
- Nabert, C., Glassmeier, K.-H., Plaschke, F., 2013, A new method for solving the MHD equations in the magnetosheath, *Annales Geophysicae*, 31, 419–437
- Nagai, T., Fujimoto, M., Saito, Y., Machida, S., Terasawa, T., Nakamura, R., Yamamoto, T., Mukai, T., Nishida, A., Kokubun, S., 1998, Structure and dynamics of magnetic reconnection for substorm onsets with Geotail observations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 103, 4419–4440
- Nagai, T., Fujimoto, M., Nakamura, R., Baumjohann, W., Ieda, A., Shinohara, I., Machida, S., Saito, Y., Mukai, T., 2005, Solar wind control of the radial distance of the magnetic reconnection site in the magnetotail, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, A09208
- Nakai, H., Kamide, Y., Russell, C. T., 1991, Influences of solar wind parameters and geomagnetic activity on the tail lobe magnetic field - A statistical study, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 96, 5511–5523

- Nakamura, R., Baumjohann, W., Klecker, B., Bogdanova, Y., Balogh, A., Rème, H., Bosqued, J. M., Dandouras, I., Sauvaud, J. A., Glassmeier, K.-H., Kistler, L., Mouikis, C., Zhang, T. L., Eichelberger, H., Runov, A., 2002, Motion of the dipolarization front during a flow burst event observed by Cluster, *Geophysical Research Letters*, 29, 3–1
- Nakamura, R., Baumjohann, W., Mouikis, C., Kistler, L. M., Runov, A., Volwerk, M., Asano, Y., Vörös, Z., Zhang, T. L., Klecker, B., Balogh, A., Reme, H., 2005, Multi-point observation of the high-speed flows in the plasma sheet, *Advances in Space Research*, 36, 1444–1447
- Newell, P. T., Gjerloev, J. W., 2011, Evaluation of SuperMAG auroral electrojet indices as indicators of substorms and auroral power, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, A12 211
- Nishida, A., Yamamoto, T., Mukai, T., 1997, The GEOTAIL mission: principal characteristics and scientific results, *Advances in Space Research*, 20, 539–548
- Ohtani, S., Singer, H. J., Mukai, T., 2006, Effects of the fast plasma sheet flow on the geosynchronous magnetic configuration: Geotail and GOES coordinated study, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111, A01204
- Ohtani, S.-I., Shay, M. A., Mukai, T., 2004, Temporal structure of the fast convective flow in the plasma sheet: Comparison between observations and two-fluid simulations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 109, 3210
- Øieroset, M., Phan, T. D., Lin, R. P., Sonnerup, B. U. Ö., 2000, Walén and variance analyses of high-speed flows observed by Wind in the midtail plasma sheet: Evidence for reconnection, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 105, 25 247–25 264
- Pang, X., Cao, J., Liu, W., Ma, Y., Lu, H., Yang, J., Li, L., Liu, X., Wang, J., Wang, T., Yu, J., 2015, Polytropic index of central plasma sheet ions based on MHD Bernoulli integral, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 120, 4736–4747
- Parker, E. N., 1958, Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields., *Astrophysical Journal*, 128, 664
- Parker, E. N., 1963, The solar-flare phenomenon and the theory of reconnection and annihilation of magnetic fields., *Astrophysical Journal Supplement*, 8, 177
- Parzen, E., 1962, On estimation of a probability density function and mode, *The Annals of Mathematical Statistics*, 33, 1065–1076
- Petschek, H. E., 1964, Magnetic field annihilation, *NASA Special Publication*, 50, 425
- Plaschke, F., Narita, Y., 2016, On determining fluxgate magnetometer spin axis offsets from mirror mode observations, *Annales Geophysicae*, 34, 759–766

- Plaschke, F., Hietala, H., Angelopoulos, V., 2013, Anti-sunward high-speed jets in the subsolar magnetosheath, *Annales Geophysicae*, 31, 1877–1889
- Plaschke, F., Nakamura, R., Leinweber, H. K., Chutter, M., Vaith, H., Baumjohann, W., Steller, M., Magnes, W., 2014, Flux-gate magnetometer spin axis offset calibration using the electron drift instrument, *Measurement Science and Technology*, 25, 105 008
- Plaschke, F., Goetz, C., Volwerk, M., Richter, I., Frühauff, D., Narita, Y., Glassmeier, K.-H., 2017, Fluxgate magnetometer offsets vector determination by the 3D mirror mode method, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, 675–684
- Price, C. P., Swift, D. W., Lee, L.-C., 1986, Numerical simulation of nonoscillatory mirror waves at the Earth's magnetosheath, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 91, 101–112
- Raeder, J., Larson, D., Li, W., Kepko, E. L., Fuller-Rowell, T., 2008, OpenGGCM simulations for the THEMIS Mission, *Space Science Reviews*, 141, 535–555
- Runov, A., Angelopoulos, V., Sitnov, M. I., Sergeev, V. A., Bonnell, J., McFadden, J. P., Larson, D., Glassmeier, K.-H., Auster, U., 2009, THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front, *Geophysical Research Letters*, 36, L14 106
- Runov, A., Angelopoulos, V., Zhou, X.-Z., Zhang, X.-J., Li, S., Plaschke, F., Bonnell, J., 2011, A THEMIS multicasestudy of dipolarization fronts in the magnetotail plasma sheet, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, A05 216
- Runov, A., Sergeev, V. A., Angelopoulos, V., Glassmeier, K.-H., Singer, H. J., 2014, Diamagnetic oscillations ahead of stopped dipolarization fronts, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 119, 1643–1657
- Russell, C. T., Elphic, R. C., 1979, ISEE observations of flux transfer events at the dayside magnetopause, *Geophysical Research Letters*, 6, 33–36
- Sanny, J., McPherron, R. L., Russell, C. T., Baker, D. N., Pulkkinen, T. I., Nishida, A., 1994, Growth-phase thinning of the near-Earth current sheet during the CDAW 6 substorm, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 99, 5805–5816, ISSN 2156-2202
- Schmid, D., Volwerk, M., Nakamura, R., Baumjohann, W., Heyn, M., 2011, A statistical and event study of magnetotail dipolarization fronts, *Annales Geophysicae*, 29, 1537–1547
- Schmid, D., Volwerk, M., Plaschke, F., Vörös, Z., Zhang, T. L., Baumjohann, W., Narita, Y., 2014, Mirror mode structures near Venus and Comet P/Halley, *Annales Geophysicae*, 32, 651–657

- Schmid, D., Nakamura, R., Plaschke, F., Volwerk, M., Baumjohann, W., 2015, Two states of magnetotail dipolarization fronts: A statistical study, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 120, 1096–1108
- Schwartz, S. J., Burgess, D., Moses, J. J., 1996, Low-frequency waves in the Earth's magnetosheath: present status, *Annales Geophysicae*, 14, 1134–1150
- Sergeev, V. A., Elphic, R. C., Mozer, F. S., Saint-Marc, A., Sauvaud, J. A., 1992, A two satellite study of nightside flux transfer events in the plasma sheet, *Planetary and Space Science*, 40, 1551–1572
- Sergeev, V. A., Angelopoulos, V., Gosling, J. T., Cattell, C. A., Russell, C. T., 1996, Detection of localized, plasma-depleted flux tubes or bubbles in the midtail plasma sheet, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 101, 10 817–10 826
- Sharma, A. S., Nakamura, R., Runov, A., Grigorenko, E. E., Hasegawa, H., Hoshino, M., Louarn, P., Owen, C. J., Petrukovich, A., Sauvaud, J.-A., Semenov, V. S., Sergeev, V. A., Slavin, J. A., Å. Sonnerup, B. U., Zelenyi, L. M., Fruit, G., Haaland, S., Malova, H., Snekvik, K., 2008, Transient and localized processes in the magnetotail: a review, *Annales Geophysicae*, 26, 955–1006
- Shiokawa, K., Baumjohann, W., Haerendel, G., 1997, Braking of high-speed flows in the near-Earth tail, *Geophysical Research Letters*, 24, 1179–1182
- Shirataka, N., Fujimoto, M., Hasegawa, H., Tandokoro, R., 2006, Reproducing the bipolar magnetic signature at the jet leading edge by three-dimensional reconnection with nonzero guide field, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111, A07 201
- Shue, J.-H., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., Singer, H. J., 1997, A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 102, 9497–9512
- Siscoe, G. L., 1966, A unified treatment of magnetospheric dynamics with applications to magnetic storms, *Planetary and Space Science*, 14, 947–967
- Siscoe, G. L., Sibeck, D. G., Slavin, J. A., Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Jones, D. E., 1984, ISEE 3 magnetic field observations in the magnetotail: Implications for reconnection, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 30, 240–248
- Slavin, J. A., Smith, E. J., Sibeck, D. G., Baker, D. N., Zwickl, R. D., 1985, An ISEE 3 study of average and substorm conditions in the distant magnetotail, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 90, 10 875–10 895
- Slavin, J. A., Owen, C. J., Kuznetsova, M. M., Hesse, M., 1995, ISEE 3 observations of plasmoids with flux rope magnetic topologies, *Geophysical Research Letters*, pp. 2061–2064

- Slavin, J. A., Lepping, R. P., Gjerloev, J., Fairfield, D. H., Hesse, M., Owen, C. J., Moldwin, M. B., Nagai, T., Ieda, A., Mukai, T., 2003, Geotail observations of magnetic flux ropes in the plasma sheet, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 1015
- Smith, A. W., Slavin, J. A., Jackman, C. M., Fear, R. C., Poh, G.-K., DiBraccio, G. A., Jasinski, J. M., Trenchi, L., 2017, Automated force-free flux rope identification, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 122, 780–791
- Sonnerup, B. U. O., Cahill, Jr., L. J., 1967, Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 72, 171–183
- Sonnerup, B. U. Ö., Scheible, M., 1998, Minimum and maximum variance analysis, *ISSI Scientific Reports Series*, 1, 185–220
- Stern, D. P., 1989, A brief history of magnetospheric physics before the spaceflight era, *Reviews of Geophysics*, 27, 103–114
- Stern, D. P., 1996, A brief history of magnetospheric physics during the space age, *Reviews of Geophysics*, 34, 1–32
- Stiles, G. S., Hones, Jr., E. W., Bame, S. J., Asbridge, J. R., 1978, Plasma sheet pressure anisotropies, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 83, 3166–3172
- Svenes, K. R., Lybekk, B., Pedersen, A., Haaland, S., 2008, Cluster observations of near-Earth magnetospheric lobe plasma densities – a statistical study, *Annales Geophysicae*, 26, 2845–2852
- Swanson, D. G., 2003, Plasma Waves, 2nd Edition (Series in Plasma Physics), CRC Press, ISBN 075030927X
- Sweet, P. A., 1958, The neutral point theory of solar flares, in Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics, (Ed.) B. Lehnert, vol. 6 of IAU Symposium, p. 123
- Takada, T., Nakamura, R., Baumjohann, W., Asano, Y., Volwerk, M., Zhang, T. L., Klecker, B., Rème, H., Lucek, E. A., Carr, C., 2006, Do BBFs contribute to inner magnetosphere dipolarizations: Concurrent Cluster and Double Star observations, *Geophysical Research Letters*, 33, L21109
- Thébault, E., Finlay, C. C., Beggan, C. D., Alken, P., Aubert, J., Barrois, O., Bertrand, F., Bondar, T., Boness, A., Brocco, L., Canet, E., Chambodut, A., Chulliat, A., Coisson, P., Civet, F., Du, A., Fournier, A., Fratter, I., Gillet, N., Hamilton, B., Hamoudi, M., Hulot, G., Jager, T., Korte, M., Kuang, W., Lalanne, X., Langlais, B., Léger, J.-M., Lesur, V., Lowes, F. J., Macmillan, S., Manda, M., Manoj, C., Maus, S., Olsen, N., Petrov, V., Ridley, V., Rother, M., Sabaka, T. J., Saturnino, D., Schachtschneider, R., Sirol, O., Tangborn, A., Thomson, A., Tøffner-Clausen,

- L., Vigneron, P., Wardinski, I., Zvereva, T., 2015, International Geomagnetic Reference Field: the 12th generation, *Earth, Planets, and Space*, 67, 79
- Thompson, S. M., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., McPherron, R. L., Weygand, J. M., Balogh, A., Réme, H., Kistler, L. M., 2005, Dynamic Harris current sheet thickness from Cluster current density and plasma measurements, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110, A02212
- Tomita, S., Nosé, M., Iyemori, T., Toh, H., Takeda, M., Matzka, J., Bjornsson, G., Saemundsson, T., Janzhura, A., Troshichev, O., Schwarz, G., 2011, Magnetic local time dependence of geomagnetic disturbances contributing to the AU and AL indices, *Annales Geophysicae*, 29, 673–678
- Tsurutani, B. T., Lakhina, G. S., Verkhoglyadova, O. P., Echer, E., Guarnieri, F. L., Narita, Y., Constantinescu, D. O., 2011, Magnetosheath and heliosheath mirror mode structures, interplanetary magnetic decreases, and linear magnetic decreases: Differences and distinguishing features, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, A02 103
- Tsyganenko, N. A., 1989, A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet, *Planetary and Space Science*, 37, 5–20
- Tsyganenko, N. A., 1995, Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 100, 5599–5612
- Tsyganenko, N. A., Stern, D. P., 1996, Modeling the global magnetic field of the large-scale Birkeland current systems, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 101, 27 187–27 198
- Vogiatzis, I. I., Isavnin, A., Zong, Q.-G., Sarris, E. T., Lu, S. W., Tian, A. M., 2015, Dipolarization fronts in the near-Earth space and substorm dynamics, *Annales Geophysicae*, 33, 63–74
- Weimer, D. R., Ober, D. M., Maynard, N. C., Collier, M. R., McComas, D. J., Ness, N. F., Smith, C. W., Watermann, J., 2003, Predicting interplanetary magnetic field (IMF) propagation delay times using the minimum variance technique, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 108, 1026
- Wolf, R. A., Wan, Y., Xing, X., Zhang, J.-C., Sazykin, S., 2009, Entropy and plasma sheet transport, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114, A00D05
- Wu, P., Shay, M. A., 2012, Magnetotail dipolarization front and associated ion reflection: Particle-in-cell simulations, *Geophysical Research Letters*, 39, L08107
- Yamada, M., Kulsrud, R., Ji, H., 2010, Magnetic reconnection, *Reviews of Modern Physics*, 82, 603–664

- Yao, Z. H., Liu, J., Owen, C. J., Forsyth, C., Rae, I. J., Pu, Z. Y., Fu, H. S., Zhou, X.-Z., Shi, Q. Q., Du, A. M., Guo, R. L., Chu, X. N., 2015, A physical explanation for the magnetic decrease ahead of dipolarization fronts, *Annales Geophysicae*, 33, 1301–1309
- Zhang, T. L., Baumjohann, W., Delva, M., Auster, H.-U., Balogh, A., Russell, C. T., Barabash, S., Balikhin, M., Berghofer, G., Biernat, H. K., Lammer, H., Lichtenegger, H., Magnes, W., Nakamura, R., Penz, T., Schwingenschuh, K., Vörös, Z., Zambelli, W., Fornacon, K.-H., Glassmeier, K.-H., Richter, I., Carr, C., Kudela, K., Shi, J. K., Zhao, H., Motschmann, U., Lebreton, J.-P., 2006, Magnetic field investigation of the Venus plasma environment: Expected new results from Venus Express, *Planetary and Space Science*, 54, 1336–1343
- Zhou, X.-Z., Angelopoulos, V., Liu, J., Runov, A., Pan, D.-X., 2014, Asymmetric braking and dawnward deflection of dipolarization fronts: Effects of ion reflection, *Geophysical Research Letters*, 41, 6994–7001
- Zhu, X. M., 1990, Plasma sheet polytropic index as inferred from the FPE measurements, *Geophysical Research Letters*, 17, 2321–2324

Veröffentlichungen

Publikationen:

Frühauff, D., Glassmeier, K.-H., Lockwood, M., Heyner, D., 2015, Extracting planetary waves from geomagnetic time series using Empirical Mode Decomposition, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 129, 6–12

Richter, I., Koenders, C., Auster, H.-U., **Frühauff, D.**, Götz, C., Heinisch, P., Perschke, C., Motschmann, U., Stoll, B., Altwegg, K., Burch, J., Carr, C., Cupido, E., Eriksson, A., Henri, P., Goldstein, R., Lebreton, J.-P., Mokashi, P., Nemeth, Z., Nilsson, H., Rubin, M., Szegö, K., Tsurutani, B. T., Vallat, C., Volwerk, M., Glassmeier, K.-H., 2015, Observation of a new type of low-frequency waves at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Annales Geophysicae*, 33, 1031–1036

Dai, L., Wang, C., Duan, S., He, Z., Wygant, J. R., Cattell, C. A., Tao, X., Su, Z., Kletzing, C., Baker, D. N., Li, X., Malaspina, D., Blake, J. B., Fennell, J., Claudepierre, S., Turner, D. L., Reeves, G. D., Funsten, H. O., Spence, H. E., Angelopoulos, V., **Frühauff, D.**, Chen, L., Thaller, S., Breneman, A., Tang, X., 2015, Near-Earth injection of MeV electrons associated with intense dipolarization electric fields: Van Allen Probes observations, *Geophysical Research Letters*, 42, 6170–6179

Frühauff, D., Glassmeier, K.-H., 2016, Statistical analysis of magnetotail fast flows and related magnetic disturbances, *Annales Geophysicae*, 34, 399–409

Goetz, C., Koenders, C., Hansen, K. C., Burch, J., Carr, C., Eriksson, A., **Frühauff, D.**, Güttler, C., Henri, P., Nilsson, H., Richter, I., Rubin, M., Sierks, H., Tsurutani, B., Volwerk, M., Glassmeier, K. H., 2016, Structure and evolution of the diamagnetic cavity at comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, S459–S467

Takahashi, K., Hartinger, M. D., Malaspina, D. M., Smith, C. W., Koga, K., Singer, H. J., **Frühauff, D.**, Baishev, D. G., Moiseev, A. V., Yoshikawa, A., 2016, Propagation of ULF waves from the upstream region to the midnight sector of the inner magnetosphere, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 121, 8428–8447

Frühauff, D., Plaschke, F., Glassmeier, K.-H., 2017b, Spin axis offset calibration on themis using mirror modes, *Annales Geophysicae*, 35, 117–121

Frühauff, D., Mieth, J. Z. D., Glassmeier, K.-H., 2017a, Average plasma sheet polytropic index as observed by themis, *Annales Geophysicae*, 35, 253–262

Chu, C., Zhang, H., Sibeck, D., Otto, A., Zong, Q., Omidi, N., McFadden, J. P., **Frühauff, D.**, Angelopoulos, V., 2017, THEMIS satellite observations of hot flow anomalies at Earth's bow shock, *Annales Geophysicae*, 35, 443–451

Xu, H., Shiokawa, K., **Frühauff, D.**, 2017, Statistical analysis of severe magnetic fluctuations in the near-Earth plasma sheet observed by THEMIS-E, *submitted to Annales Geophysicae*

Nishi, K., Shiokawa, K., **Frühauff, D.**, 2017, Conjugate observation of auroral finger-like structures by ground-based all-sky cameras and THEMIS satellites, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, *accepted*

Xu, H. Shiokawa, K., **Frühauff, D.**, Statistical analysis of severe magnetic fluctuations in the near-Earth plasma sheet observed by THEMIS-E, *Annales Geophysicae*, 35, 1131-1142

Plaschke, F., Goetz, C., Volwerk, M., Richter, I., **Frühauff, D.**, Narita, Y., Glassmeier, K.-H., 2017, Fluxgate magnetometer offsets vector determination by the 3D mirror mode method, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 469, 675-684

Frühauff, D., Glassmeier, K.-H., 2017, The plasma sheet as natural symmetry plane for dipolarization fronts in the Earth's magnetotail, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, t.b.a.

Tagungsbeiträge:

AGU (American Geophysical Union) Fall Meeting 2015, Dezember 2015, San Francisco, Kalifornien, USA, Flow channel dynamics in the Magnetotail – Simulations and multi-spacecraft analyses from THEMIS observations, Poster

THEMIS Post-AGU Science Working Team Meeting, Dezember 2015, San Francisco, Kalifornien, USA, THEMIS FGM Status Update, Vortrag

AGU (American Geophysical Union) Fall Meeting 2016, Dezember 2016, San Francisco, Kalifornien, USA, Towards a qualitative understanding of Dipolarization Fronts – MHD simulations and THEMIS observations, Poster

THEMIS Post-AGU Science Working Team Meeting, Dezember 2016, San Francisco, Kalifornien, USA, THEMIS FGM Status Update, Vortrag

EGU (European Geophysical Union) General Assembly 2017, April 2017, Wien, Österreich, Average plasma sheet polytropic index as observed by THEMIS, Vortrag

Danksagung

Die Fertigstellung dieser Arbeit wurde durch einige Personen unterstützt, denen ich an dieser Stelle ausdrücklich danken möchte: Zum einen natürlich meinem Mentor Karl-Heinz Glaßmeier, der noch im Master-Studium mein Interesse für die Zeitreihenanalyse geweckt hat und es mir ermöglichte, in den vergangenen Jahren die Magnetometer der THEMIS-Mission zu betreuen. Ich bedanke mich für die Betreuung an sich, für viele fruchtbare Diskussionen und den ab und zu nötigen Aufwand an Motivationsaufbau. Danken möchte ich gleichzeitig auch Rumi Nakamura, die sich als Zweitreferentin extra für ein paar Stunden auf den weiten Weg aus Graz nach Braunschweig aufgemacht hat und Stefan Süllo für die Übernahme des Kommissionsvorsitzes während der Prüfung.

Zweitwichtigster und inoffizieller Mentor ist Karl-Heinz Fornaçon, der als mein Vorgänger in der THEMIS-Kalibrierung viel Zeit darauf verwendet hat, mich in die Kunst der Offset-Kalibrierung einzuführen und eine Menge Geduld dabei bewiesen hat, mir alle technischen Grundlagen zu erläutern. In gleichem Maße möchte ich mich beim gesamten Team der THEMIS-Mission unter Vassilis Angelopoulos bedanken, das die Mission THEMIS überhaupt erst ins Leben gerufen hat.

Dem Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik möchte ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre danken, für alle netten Kollegen, das Miteinander, gemütliche Weihnachtsfeiern und Ausflüge. Aus den inzwischen vor allem Ehemaligen des Instituts sind mittlerweile langjährige Freundschaften gewachsen, die ich nicht mehr missen möchte. Neben den früheren regelmäßigen Kaffeepausen denke ich hier vor allem an Kochrunden, Bierabende und Kleingartenveranstaltungen.

Ich möchte auch meiner Familie danken, der ich die Neugier und das Interesse nachzuhaken und Fragen zu stellen zu verdanken habe. Mir war immer bewusst, dass es bei euch den doppelten Boden gegeben hätte, wäre er denn nötig gewesen.

Zu guter Letzt möchte ich mich natürlich bei Kathi bedanken, die mich nun fast seit Beginn meiner Promotion durch das Leben begleitet, mich unterstützt und liebevoll versorgt und den einen oder anderen Schlechte-Laune-Tag mit mir durchgestanden hat. Vielen Dank dafür.